

**EIN IMPEDANZUNABHÄNGIGES MESSVERFAHREN
ZUR BESTIMMUNG VON
ZWEIPOL-RAUSCHTEMPERATUREN
IM HOCHFREQUENZBEREICH**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines
Doktor-Ingenieurs
der

Abteilung für Elektrotechnik
an der Ruhr-Universität Bochum

von

MANFRED SPAUDE
Düsseldorf

Bochum 1984



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41546407_0037

**EIN IMPEDANZUNABHÄNGIGES MESSVERFAHREN
ZUR BESTIMMUNG VON
ZWEIPOL-RAUSCHTEMPERATUREN
IM HOCHFREQUENZBEREICH**

DISSERTATION

zur

Erlangung des Grades eines

Doktor-Ingenieurs

der

Abteilung für Elektrotechnik

an der Ruhr-Universität Bochum

von

MANFRED SPAUDE

Düsseldorf

Bochum 1984

EIN VERFAHREN ZUR BESTIMMUNG VON
ZWEI-PHASEN-TEMPERATUREN
IM HOCHTEMPERATURBEREICH

D I S S E R T A T I O N

zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften

Abteilung für Elektrochemie
an der Ruhr-Universität Bochum

Dissertation eingereicht am: 3. Januar 1984

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Mai 1984

Referent: Prof. Dr. Burkhard Schiek

Korreferent: Prof. Dr. Winfried Klein

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen	v
1. Einleitung	1
2. Theorie der Rauschtemperaturmessung	3
2.1 Behandlung von Rauschgrößen	3
2.2 Rauschtemperaturmessung mit Radiometern	9
2.2.1 Das Dicke-Radiometer	10
2.2.2 Das Korrelations-Radiometer	13
2.2.3 Vergleich der bekannten Radiometertypen	17
2.2.4 Eine Kombination aus Dicke- und Korrelations-Radiometer	18
2.3 Impedanzunabhängige Rauschtemperaturmeßverfahren	21
2.3.1 Einfluß der Fehlanpassung auf die Messung	21
2.3.2 Kompensationsverfahren für fehlangepaßte Meßobjekte	23
2.3.3 Einfluß der Korrelation von Verstärker-Rauschwellen	31
2.3.4 Maßnahmen zur Reduzierung der Korrelation	33
3. Entwicklung eines impedanzunabhängigen Rauschtemperatur-Meßgerätes	39
3.1 Grundaufbau	39
3.2 Der Korrelator	47
3.3 Meßsystem für Objekttemperaturen oberhalb der Umgebungstemperatur	49
3.4 Meßsystem für "kalte" Rauschtemperaturen mit ungekühlten Referenz-Rauschquellen	52
3.5 Die Auswerteeinheit	57
3.6 Eichmessungen zur Abschätzung der erreichbaren Meßgenauigkeit	59

	<u>Seite</u>
4. Experimentelle Bestimmung der Rauschtemperatur elektronischer Bauelemente	63
4.1 Die Rauschtemperatur von Halbleiter-Dioden	63
4.1.1 pn-Dioden	64
4.1.2 Schottky-Dioden	70
4.1.3 PIN-Dioden	72
4.1.4 Messungen an gekühlten Dioden	73
4.2 Das Rauschverhalten von Frequenzkonvertern	74
4.2.1 Die Mischerrauschzahl	75
4.2.2 Die Mischerrauschtemperatur	77
4.3 Die Eingangs-Rauschtemperatur von HF-Verstärkern	84
5. Zusammenfassung	91
6. Anhang	93
7. Literaturverzeichnis	105

Verzeichnis häufig verwendeter Formelzeichen

a, a_1, a_2	rauschende Größe ohne Gleichanteil
a_D	Reflexionsdämpfung
c	Multiplikationskonstante
c_{12}	Korrelationskoeffizient
e	Basis der natürlichen Logarithmen
f	Frequenz
f_1, f_2	Frequenzgrenzen
F	Rauschzahl
F_{ESB}, F_{DSB}	Einseitenband-, Zweiseitenband-Mischerrauschzahl
F_m	Mischerrauschzahl
F_v	Verstärkerrauschzahl
G	Gerätekonstante
G, G_s	ohmscher Leitwert
h	Plancksche Konstante
$[I]$	Einheits-Matrix
I	Gleichstrom
I_B, I_c, I_e, I_{ks}	Transistor-Gleichströme
I^e, I^k	Transistor-Rauschströme
I_D, I_r, I_s, I_v	Dioden-Gleichströme
j	imaginäre Einheit: $j^2 = -1$
k_B	Boltzmann-Konstante
K, K_+, K_-	komplexe Spannungsübertragungsfaktoren
L, L_e	Konversionsverluste
m	Maximum einer Funktion
n	Idealitätsfaktor der Diodenkennlinie
$[N]$	Matrix N
N_{ij}	Elemente der Matrix N

$p(f,T)$	Planckscher Korrekturterm
P, P_1, P_2	Rauschleistungen
P_m	gemessene Rauschleistung
P_v	verfügbare Rauschleistung
q	Elementarladung
r_e	differentieller Eingangswiderstand
r_{BE}	differentieller Basis-Emitterwiderstand
R	Widerstand
R_B, R_b	Bahnwiderstand
R_e	Kleinsignal-Emitterwiderstand
R_k	Gegenkopplungswiderstand
R_L	Lastwiderstand $Re \{Z_L\}$
R_s	Sperrschichtwiderstand $R_s = 1/G_s$
S	Transistorsteilheit
$[S]$	Streumatrix
S_{ij}	Elemente der Streumatrix
t	Zeit
t_{eff}	auf T_0 normierte effektive Rauschtemperatur
T	Periodendauer
T	absolute Temperatur
$T_a, T_D, T_e,$ $T_{eff}, T_H, T_{Hü},$ $T_m, T_{obj}, T_r,$ $T_{ref}, T_s, T_{th},$ T_v, T_z, T_1, T_2	Rauschtemperaturen
T_0	Bezugstemperatur $T_0 = 293$ Kelvin
u	Wechselspannung allgemein
$u_{11'}$	Rauschspannung
U_a	Ausgangsgleichspannung
U_{BE}	Basis-Emitterspannung

$U_{det}, U_{det1}, U_{det2}$	Detektorausgangsspannung	
U_T	Temperaturspannung	$U_T = 25,3 \text{ mV} \quad (T = 293 \text{ K})$
V, V_1, V_2, V_p	komplexe Verstärkungen	
W, W_1, W_2	Leistungsspektren von Rauschgrößen	
$W_{12}, W_{12}', W_{ea1}, W_{ea2}$	Kreuzspektren	Leistungsspektren sind auf eine Impedanz z.B. 1Ω normierte Größen
$W_i, W_{iD}, W_{ir}, W_{iv}$	Leistungsspektren von Rauschströmen	
W_u	Leistungsspektrum der Rauschspannung	
x_1, x_2	Multiplizierer-Eingangssignale	
$x_a, x_{a1}, x_{a2}, x_e, x_{e1}, x_{e2}, x_i, x_j, x_n, x_{obj}, x_{ref}$	Rauschspannungswellen	
y	Multiplizierer-Ausgangssignal	
$Y_k, Y_k', Y_n, Y_I \dots Y_{IV}, Y_I' \dots Y_{IV}'$	Korrelatorausgangssignal	
Z_L	Lastimpedanz	
Z_{obj}	Impedanz des Meßobjektes	
Z_0	charakteristische Leitungsimpedanz	(hier: $Z_0 = 50 \Omega$)
α	Dämpfungsfaktor	
α	Kleinsignal-Stromverstärkung in Basisschaltung	
β	Kleinsignal-Stromverstärkung in Emitterschaltung	
β_s, β_{th}	Leistungsabsorptionskoeffizienten	
γ_{12}	normiertes Kreuzspektrum	
Δf	Bandbreite	
$\Delta \varphi$	Phasendifferenz	
ΔT	Temperaturaufklärungsvermögen	

η	Emissivität
θ	Zeit
$\kappa, \kappa_1, \kappa_2$	Koppelfaktoren
π	Ludolfsche Zahl
ρ, ρ'	Reflexionsfaktoren
$\rho(\theta)$	Autokorrelationsfunktion (AKF)
$\rho_{12}(\theta)$	Kreuzkorrelationsfunktion (KKF)
$\sigma, \sigma_1, \sigma_2$	Effektivwerte von Rauschgrößen
σ^2	Schwankungsquadrat
τ	Zeitkonstante
φ_1, φ_2	Phasenwinkel

1. Einleitung

Radiometer dienen als empfindliche, rauscharme Meßsysteme unter anderem zur Bestimmung von Rauschtemperaturen. Sie sollen im allgemeinen nützliche Informationen aus inkohärenter elektromagnetischer Strahlung beziehen. Wichtige Anwendungen finden sie bei Temperaturmessungen im industriellen und medizinischen Bereich sowie in der Fernerkundung, z.B. der Erdoberfläche [1,2,3]. Im medizinischen Bereich läßt sich die Mikrowellen-Radiometrie für die Diagnostik einsetzen, denn wegen der hohen Eindringtiefe der Mikrowellen ist man in der Lage, die Körpertemperatur zu messen. Im Bereich elektronischer Bauelemente ist die effektive Rauschtemperatur ein Qualitätsmaß für das Bauelement. Rauschtemperaturmessungen ermöglichen hierbei, eine frühzeitige Selektion vorzunehmen. Die quantitative Bestimmung von Zweipol-Rauschtemperaturen erfolgt üblicherweise mit null-balancierenden Radiometern. Hierbei wird die vom Meßobjekt emittierte Rauschleistung verglichen mit der Rauschleistung einer reflexionsfrei angepaßten Referenz mit variabler, geeichter Temperatur. Die Referenztemperatur wird so eingestellt, daß die beiden oben genannten Rauschleistungen gleich sind. Für angepaßte Meßobjekte stimmt die Referenztemperatur nach dem Abgleich mit der Temperatur des Meßobjektes überein. Dieses Verfahren läßt sich jedoch nicht anwenden, wenn das Meßobjekt fehlangepaßt ist, was bei einer Reihe wichtiger Meßaufgaben der Fall ist. Beispiele dafür sind die Körpertemperatur-Messung, bei der die Eingangsimpedanz der aufgesetzten Sonde z.B. von der Art des Gewebes abhängt, und die Rauschmessung an einem pn-Übergang, bei dem sich die Impedanz mit dem Vorstrom ändert. Die Rauschtemperatur wird also falsch gemessen, wenn die Emissivität von 100% abweicht, d.h. die Impedanz des Meßobjektes ungleich der Impedanz des Meßsystems ist. Für diese Anwendungen eignen sich "kompensierende Radiometer", welche unabhängig von der Meßobjekt-Impedanz eine genaue Bestimmung der Rauschtemperatur des Meßobjektes ermöglichen.

Ein impedanzunabhängiges Radiometer läßt sich z.B. aus der als Dicke-Radiometer bekannten Schaltung ableiten [2,4]. Mit Hilfe eines passiven Zirkulators wird ein Rauschgleichgewicht derart erzeugt, daß der infolge einer endlichen Emissivität bedingte Minderbetrag der Objekt-Rauschleistung gerade durch eine erhöhte Reflexion der Referenz-Rauschleistung am Objekt kompensiert wird. Dieses Verfahren benötigt aber als entscheidende Komponente einen passiven verlustarmen Zirkulator, der für Frequenzen unterhalb von

ca. 500 MHz nicht mit den geforderten Daten zur Verfügung steht. Damit ist insbesondere eine Meßmöglichkeit in dem technisch wichtigen Frequenzbereich von 1 MHz - 500 MHz nicht gegeben.

In der vorliegenden Arbeit soll daher ein Verfahren entwickelt werden, welches die effektive Rauschtemperatur eines Zweipols unabhängig von seiner Impedanz zu messen erlaubt. Dies soll ohne Verwendung nichtreziproker, passiver Komponenten auf elektronischem Wege erreicht werden. Im zweiten Kapitel werden impedanzunabhängige Rauschtemperatur-Meßverfahren beschrieben und die Probleme bei einer elektronischen Lösung aufgezeigt. Es werden Verfahren zur Reduzierung möglicher Meßfehler entwickelt und quantitativ abgeschätzt. Das Korrelations-Radiometer als ein alternatives Verfahren zum Dicke-Radiometer, ist für eine elektronische Lösung besser geeignet. Die Realisierung eines impedanzunabhängigen Korrelations-Radiometers wird im dritten Kapitel beschrieben.

Bei einer Reihe von technischen Anwendungen sind äquivalente Rauschtemperaturen zu bestimmen, deren Werte weit unterhalb der Raumtemperatur liegen. Zur Vermeidung gekühlter Rauschquellen bzw. der Kühlung von Radiometerkomponenten, wird ein Verfahren angegeben, welches die Messung von Rauschtemperaturen unterhalb der Raumtemperatur ohne Tiefkühlmaßnahmen gestattet. Mit dem so entwickelten Radiometer wird für den praktischen Einsatz ein Meßgerät zur Bestimmung von Bauelemente-Rauschtemperaturen realisiert. Experimentelle Ergebnisse werden mit theoretischen Erwartungen verglichen und im vierten Kapitel beschrieben.

2. Theorie der Rauschtemperaturmessung

2.1 Behandlung von Rauschgrößen

Unter "Rauschen" versteht man regellose Vorgänge, bei denen die Zeitabhängigkeit einer Größe nicht explizit bekannt ist. Man bezeichnet diese Vorgänge auch als "stochastische Prozesse" und behandelt sie mit den Gesetzmäßigkeiten der Wahrscheinlichkeitsrechnung [5,6]. Die Zeitfunktion einer Rauschgröße selbst ist also nicht vorhersagbar; Wahrscheinlichkeitsaussagen sind jedoch möglich. Der Rauschvorgang möge durch die Größe $a(t)$ beschrieben werden. Dabei sei $a(t)$ eine Schwankungsgröße, deren zeitlicher Mittelwert gleich Null ist. Es gilt daher $\overline{a(t)} = 0$. Ein Maß für die in dieser Schwankung enthaltene Leistung ist das Schwankungsquadrat, eine für die Beschreibung des Rauschens übliche Größe. Das Schwankungsquadrat σ^2 ist definiert als der zeitliche Mittelwert der Größe $a^2(t)$.

$$\sigma^2 = \overline{a^2(t)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \cdot \int_{-T}^T a^2(t) dt \quad (2.1)$$

Die Mittelwerte höherer Ordnung von $a(t)$ beinhalten noch weitere Informationen über das Rauschen, sind aber in der Praxis von geringerer Bedeutung [6]. Treten mehrere Schwankungsgrößen auf, so kann zwischen ihnen ein Zusammenhang, d.h. eine Korrelation bestehen. Eine Korrelation zwischen z.B. den beiden Schwankungsgrößen $a_1(t)$ und $a_2(t)$ kann dann auftreten, wenn die Schwankungen eine gemeinsame Ursache haben. Eine teilweise Korrelation bedeutet dann, daß sowohl gemeinsame als auch voneinander unabhängige Rauschursachen existieren. Bildet man das Schwankungsquadrat der Summe dieser beiden Rauschgrößen, so ergibt sich

$$\begin{aligned} \overline{(a_1(t) + a_2(t))^2} &= \overline{a_1^2(t)} + \overline{a_2^2(t)} + \overline{2 \cdot a_1(t) \cdot a_2(t)} \\ &= \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + 2 \cdot c_{12} \cdot \sigma_1 \cdot \sigma_2 \end{aligned} \quad (2.2)$$

wobei c_{12} als Korrelationskoeffizient bezeichnet wird und durch folgende Gleichung definiert ist :

$$c_{12} = \frac{\overline{a_1(t) \cdot a_2(t)}}{\sqrt{\overline{a_1^2(t)} \cdot \overline{a_2^2(t)}}} = \frac{1}{\sigma_1 \cdot \sigma_2} \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \cdot \int_{-T}^T a_1(t) \cdot a_2(t) dt \quad (2.3)$$

Sind $a_1(t)$ und $a_2(t)$ statistisch unabhängige Größen, so ergibt sich c_{12} zu Null. Aus Gl. (2.2) folgt dann für unkorrelierte Größen, daß das Schwankungsquadrat der Summe gleich der Summe der Schwankungsquadrate ist.

$$\overline{(a_1(t) + a_2(t))^2} = \overline{a_1^2(t)} + \overline{a_2^2(t)} \quad (2.4)$$

Während der Korrelationskoeffizient eine normierte Größe ist, deren Betrag zwischen 0 und 1 liegen kann, gilt als allgemeineres Maß für die Korrelation die Korrelationsfunktion.

$$\rho_{12}(\theta) = \overline{a_1(t) \cdot a_2(t + \theta)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \cdot \int_{-T}^T a_1(t) \cdot a_2(t + \theta) dt \quad (2.5)$$

Der Korrelationskoeffizient c_{12} ist somit ein Sonderfall der Korrelationsfunktion $\rho_{12}(\theta)$, der sich aus den Gln. (2.3) und (2.5) für den Fall $\theta = 0$ ergibt.

$$c_{12} = \frac{\rho_{12}(0)}{\sigma_1 \cdot \sigma_2} \quad (2.6)$$

Ein Sonderfall der bisher beschriebenen "Kreuzkorrelationsfunktion (KKF)" nach Gl. (2.5) mit $a_1 = a_2 = a$ ist die "Autokorrelationsfunktion (AKF)"

$$\rho(\theta) = \overline{a(t) \cdot a(t + \theta)} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{2 \cdot T} \cdot \int_{-T}^T a(t) \cdot a(t + \theta) dt \quad (2.7)$$

Die AKF läßt eine Aussage darüber zu, inwieweit die Schwankungsgröße zur Zeit $t + \theta$ mit der Schwankungsgröße zur Zeit t korreliert ist. Die beiden interessierenden Grenzfälle von $\rho(\theta)$ ergeben sich für $\theta \rightarrow \infty$ und $\theta \rightarrow 0$. Für $\theta \rightarrow \infty$ wird zwischen $a(t)$ und $a(t + \theta)$ kein Zusammenhang mehr bestehen und es gilt :

$$\rho(\infty) = 0 \quad (2.8)$$

Für $\theta \rightarrow 0$ ist die AKF gleich dem Schwankungsquadrat nach Gl. (2.1) :

$$\rho(0) = \overline{a^2(t)} \quad (2.9)$$

Während die Beschreibung des Rauschens bisher im Zeitbereich erfolgte, hat sich für die meßtechnische Erfassung von Rauschgrößen sowie deren mathematische Behandlung in komplexen Systemen die Beschreibung im Frequenzbereich als vorteilhaft erwiesen. In Analogie zum Schwankungsquadrat, welches ein Maß für die gesamte im Rauschvorgang vorhandene Leistung ist, definiert man eine spektrale Leistungsdichte $\mathcal{W}(f)$ als die Leistung im Frequenzband der Breite 1 Hz bei der Frequenz f . Die spektrale Leistungsdichte, auch Leistungsspektrum genannt, ergibt sich als die Fourier-Transformierte der AKF zu

$$\mathcal{W}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\theta) \cdot e^{-j2\pi f\theta} d\theta \quad (2.10)$$

mit der Umkehrung

$$\rho(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{W}(f) \cdot e^{j2\pi f\theta} df \quad (2.11)$$

Das Leistungsspektrum $\mathcal{W}(f)$ und die Autokorrelationsfunktion $\rho(\theta)$ eines stationären stochastischen Prozesses bilden ein Paar von Fourier-Transformierten. Die Beziehungen nach Gl. (2.10) und Gl. (2.11) sind auch bekannt als das "Wiener-Khinchine-Theorem" [7]. Ein wichtiger Spezialfall dieses Theorems ergibt sich für $\theta = 0$. Dann folgt aus den Gl'n. (2.11) und (2.7) :

$$\overline{a^2(t)} = \rho(0) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{W}(f) df \quad (2.12)$$

Das Integral über $\mathcal{W}(f)$ gibt bis auf den Faktor einer Impedanz die gesamte Leistung des Rauschvorganges an. Für stationäre Prozesse muß die AKF symmetrisch sein, d.h. $\rho(\theta) = \rho(-\theta)$, wodurch $\mathcal{W}(f)$ reell und eine in f gerade Funktion ist, also $\mathcal{W}(f) = \mathcal{W}(-f)$. Die Gl'n. (2.10), (2.11) und (2.12) lassen sich somit umschreiben in :

$$\rho(\theta) = \int_0^{\infty} W(f) \cdot \cos(2\pi f\theta) df \quad (2.13)$$

$$W(f) = 4 \int_0^{\infty} \rho(\theta) \cdot \cos(2\pi f\theta) d\theta \quad (2.14)$$

$$\overline{a^2(t)} = \int_0^{\infty} W(f) df \quad (2.15)$$

Dabei ist

$$W(f) = 2 \cdot \mathcal{W}(f) \quad (2.16)$$

das einseitige Leistungsspektrum. Dies ist physikalisch eine anschaulichere Größe, da nur über positive Frequenzen integriert wird. In Analogie zur Korrelationsfunktion ρ_{12} ergibt sich als Fourier-Transformierte das Kreuzspektrum $\mathcal{W}_{12}$.

$$\mathcal{W}_{12}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_{12}(\theta) \cdot e^{-j2\pi f\theta} d\theta \quad (2.17)$$

mit

$$\rho_{12}(\theta) = \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{W}(f) \cdot e^{j2\pi f\theta} df \quad (2.18)$$

Im Gegensatz zu $\mathcal{W}(f)$ ist $\mathcal{W}_{12}(f)$ eine in der Regel komplexe Größe, da ρ_{12} keine gerade Funktion ist. ρ_{12} ist jedoch reell, so daß die Beziehung gilt:

$$\mathcal{W}_{12}(-f) = \mathcal{W}_{12}^*(f) = \mathcal{W}_{21}(f) \quad (2.19)$$

Das normierte Kreuzspektrum γ_{12} zweier korrelierter Größen mit den Leistungsspektren $\mathcal{W}_1$ und $\mathcal{W}_2$ ergibt sich analog zu Gl. (2.6)

$$\gamma_{12}(f) = \frac{\mathcal{W}_{12}(f)}{\sqrt{\mathcal{W}_1(f) \cdot \mathcal{W}_2(f)}} \quad (2.20)$$

und ist ebenfalls eine komplexe Größe, deren Betrag zwischen 0 und 1 liegt.

Zur Behandlung von Rauschproblemen in der Elektrotechnik werden die statistischen Beschreibungsgrößen auch auf Quellen angewendet. In elektronischen Bauelementen und Netzwerken beschreiben sie das dort auftretende Rauschen sowohl von passiven als auch von aktiven Komponenten. Im wesentlichen sind dies Rauschspannungsquellen bzw. Rauschstromquellen. Verknüpft mit diesen Größen ist die Rauschleistung und die Rauschtemperatur. Für die Bestimmung der Rauschquellen soll hier aus der Reihe unterschiedlicher Rauschmechanismen nur das thermische Rauschen und das Schrot-Rauschen interessieren. Für thermisches Rauschen ist die spektrale Dichtefunktion gegeben durch

$$P = k_B \cdot T \cdot \Delta f \cdot p(f, T) \quad (2.21)$$

In Gl. (2.21) sind k_B die Boltzmann-Konstante, T die absolute Temperatur, f die Frequenz und $p(f, T)$ ein Korrekturterm, der die Quanteneffekte beschreibt. Die Frequenz- und Temperaturabhängigkeit des Korrekturterms ist durch folgende Gleichung gegeben [6] :

$$p(f, T) = \frac{h \cdot f / k_B \cdot T}{\exp\left(\frac{h \cdot f}{k_B \cdot T}\right) - 1} \quad (2.22)$$

In Gl. (2.22) ist h die Planck'sche Konstante. Für die im Hochfrequenz- und Mikrowellenbereich vorkommenden Frequenzen und für nicht zu tiefe Temperaturen ist $p(f, T) \approx 1$. Hierdurch vereinfacht sich Gl. (2.21) zu der bekannten Nyquistformel [6]

$$P = k_B \cdot T \cdot \Delta f \quad (2.23)$$

d.h. die Rauschleistung wird frequenzunabhängig. Schwankungsgrößen mit dieser Eigenschaft bezeichnet man als "weißes" Rauschen. Es ist möglich, auch Rauschspannungen bzw. Rauschströme durch komplexe Zeiger zu beschreiben, wodurch sich das Rechnen mit Rauschgrößen auf das Rechnen mit Wechselstromgrößen reduziert [6]. Der wesentliche Unterschied liegt in der Notwendigkeit, die Korrelation zwischen den Rauschquellen zu berücksichtigen.

Als Folge thermischer Ladungsträgerbewegung in einem Leiter oder Halbleiter mißt man zwischen den Enden eines solchen Leiters in einem Frequenzintervall der Breite Δf das mittlere Quadrat der Leerlauf-Rauschspannung gemäß der Nyquistformel [6] :

$$\overline{u^2(t)} = 4 k_B \cdot T \cdot R \cdot \Delta f \quad (2.24)$$

In Gl. (2.24) bedeuten $k_B = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Ws}}{\text{K}}$ die Boltzmann-Konstante, R der Widerstand zwischen den Leiterenden und T die absolute Temperatur in Kelvin, auf welcher sich der Widerstand R befindet. Das mittlere Spannungsquadrat je Hertz Bandbreite wird beschrieben durch die spektrale Dichtefunktion auch Leistungsspektrum genannt:

$$W_u(f) = 4 k_B \cdot T \cdot R \quad (2.25)$$

Aus $W_u(f)$ kann man den quadratischen Mittelwert des Rauschens (siehe auch Gl. (2.9) und (2.11)) im Frequenzband $f_1 \dots f_2$ gewinnen.

$$\overline{u^2(t)} = \int_{f_1}^{f_2} W_u(f) df \quad (2.26)$$

Für den Fall des "weißen" Rauschens, d.h. $W(f) = \text{const.}$, ergibt sich mit $f_2 - f_1 = \Delta f$ aus Gl. (2.26) wieder der Wert von Gl. (2.24). Zur Ermittlung der Rauschleistung wird an den rauschenden Widerstand R ein zunächst rauschfreier Lastwiderstand R_L angeschlossen. Die an R_L abgegebene Rauschleistung hat bei $R = R_L$ (Anpassung) ihr Maximum und ergibt die verfügbare Rauschleistung

$$P_v = k_B \cdot T \cdot \Delta f \quad (2.27)$$

Diese Gleichung gilt auch für den allgemeinen Fall einer komplexen Impedanz [6]. Für Leistungsanpassung ist dann die komplexe Impedanz mit der zu ihr konjugiert komplexen Impedanz abzuschließen. Die verfügbare Rauschleistung nach Gl. (2.27) hängt mit k_B als Proportionalitätsfaktor nur noch von der Temperatur T und der Meßbandbreite Δf ab.

2.2 Rauschtemperaturmessung mit Radiometern

Die Bestimmung der Rauschtemperatur eines allgemeinen verlustbehafteten Zweipols folgt aus dem Zusammenhang zwischen der verfügbaren Leistung P_V des Zweipols und der Rauschtemperatur, im folgenden äquivalente Rauschtemperatur T_r genannt. Nach Gl. (2.27) sind diese beiden Größen in einer vorgegebenen Meßbandbreite zueinander proportional. Die zu messenden Rauschleistungen sind gewöhnlich so klein, daß sie nur indirekt durch empfindliche, sehr rauscharme Meßempfänger detektiert werden können. Mit solchen Meßempfängern, auch Thermographen oder Radiometer genannt, wird die zu messende Rauschleistung verstärkt, bandpaßgefiltert, danach gleichgerichtet und nach Glättung durch einen Tiefpaß gemessen [2,8]. Diesen Radiometern sind bezüglich ihrer Leistungsfähigkeit prinzipielle Grenzen gesetzt, welche die Meßgenauigkeit bzw. die Grenzempfindlichkeit beeinflussen. Die Abschätzung der Grenzen wird an dem "total power"-Radiometer durchgeführt, läßt sich aber auf alle weiteren Radiometertypen übertragen. Das "total power"-Radiometer (Bild 2.1) stellt die besonders einfache Konfiguration eines Rauschtemperaturempfängers dar, bei welchem das Ausgangssignal ein Maß für die Eingangsrauschleistung ist.

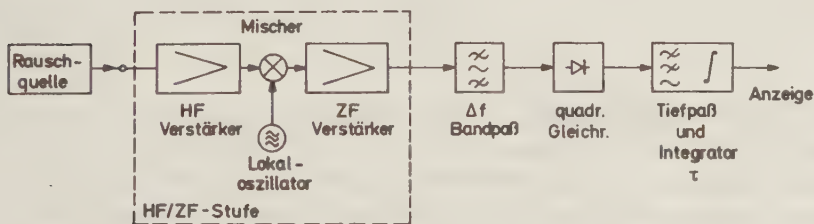


Bild 2.1: Blockschaltbild eines "Total-Power" - Radiometerempfängers nach dem Überlagerungsprinzip

Die zu messende Rauschleistung wird einem Eingangskreis zugeführt. Dieser Eingangskreis besteht in der Regel aus einem rauscharmen HF-Vorverstärker und einer nachgeschalteten Mischstufe, die mit einem Lokaloszillator und einem Mischer das Eingangssignal in einen Zwischenfrequenzbereich (ZF) umsetzt und hier rauscharm nachverstärkt. Die Mischstufe kann entfallen, wenn das zu messende Rauschsignal bereits im Zwischenfrequenzbereich liegt. Der

quadratische Gleichrichter gibt eine der Eingangsleistung proportionale Spannung ab, die tiefpaßgefiltert wird und über eine definierte Meßzeit aufintegriert zur Anzeige gebracht wird. Das Ausgangssignal des Radiometers enthält aber nicht nur den gewünschten Beitrag der zu messenden Rauschleistung. Da die Komponenten des Radiometers nicht ideal verlustlos sind bzw. sich nicht auf der Temperatur $T = 0 \text{ K}$ befinden, liefern sie zusätzliche Rauschbeiträge, die in die Messung mit eingehen. Im wesentlichen wird dieser Beitrag durch die erste Vorverstärkerstufe bestimmt und kann als Systemrauschen durch eine Systemraushtemperatur T_s beschrieben werden. Ein weiterer begrenzender Faktor bei der Bestimmung der Rauschleistung nach Gl. (2.27) ist die Meßbandbreite Δf vor der quadratischen Gleichrichtung. Das Ausgangssignal des Radiometers ist eine stochastische Größe und schwankt um einen zeitlichen Mittelwert. Bei den Definitionen zeitlicher Mittelwerte (siehe auch Gl. (2.1)) läßt man den Zeitabschnitt T , über welchen gemittelt wird, gegen Unendlich gehen. In der Praxis jedoch stehen nur endliche Meßzeiten zur Verfügung, die in der Regel durch die Integrationszeitkonstante τ des am Ausgang des Radiometers befindlichen Tiefpaßfilters vorgegeben sind. Sind alle diese Faktoren bekannt, so läßt sich für den Fall, daß Verstärkungsschwankungen vernachlässigt werden, die Grenzemphindlichkeit ΔT angeben [2], mit der die Rauschtemperatur gemessen werden kann.

$$\Delta T = G \cdot \frac{T_r + T_s}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}} \quad (2.28)$$

Der Faktor G in Gl. (2.28) ist eine Gerätekostante, die abhängig von dem verwendeten Radiometertyp zwischen 1 ... 2 betragen kann. Mit $G = 1$ ist das "total power"-Radiometer das empfindlichste und einfachste Radiometer, welches für Rauschtemperaturmessungen zur Verfügung steht. Nach Gl. (2.28) kann die Grenzemphindlichkeit ΔT eines Radiometers erhöht werden durch Wahl einer möglichst hohen Bandbreite Δf , in welcher das Rauschen detektiert wird, sowie durch eine lange Integrationszeit τ . Beiden Größen sind jedoch Grenzen gesetzt; zum einen durch eine endliche Verstärkerbandbreite und zum anderen dadurch, daß nicht beliebig viel Zeit zur Ermittlung des Meßergebnisses zur Verfügung steht.

2.2.1 Das Dicke-Radiometer

Rauschtemperaturmessungen mit Radiometern nach dem Prinzip der absoluten Leistungsmessung haben einen wesentlichen Nachteil : die Verstärkung der im Radio-

meter verwendeten Verstärkerstufen geht in das Ausgangssignal ein. Da für die Verstärker nur eine endlich gute Stabilität erreichbar ist, kann bei einem schwankenden Ausgangssignal nicht unterschieden werden, ob die sich ändernde Objekttemperatur oder die Verstärkungsschwankungen hierfür die Ursache sind. Dieser Effekt läßt sich durch die Verwendung von "null-balancierenden" Radiometern reduzieren [1,2,4]. Die Messung einer Rauschquelle wird hierbei durch Vergleich einer geeichten Referenzrauschquelle mit der unbekannten Rauschquelle durchgeführt. Von der Vielzahl solcher Radiometertypen ist das Dicke-Radiometer das bekannteste [9]. Mit einem möglichst verlustlosen Schalter wird der Eingang eines Radiometerempfängers periodisch zwischen dem Zweipol-Meßobjekt mit der unbekannten Temperatur T_{obj} und der Impedanz Z_{obj} und einer einstellbaren Referenz mit bekannter Temperatur T_{ref} und der Impedanz Z_{ref} geschaltet (siehe Bild 2.2).

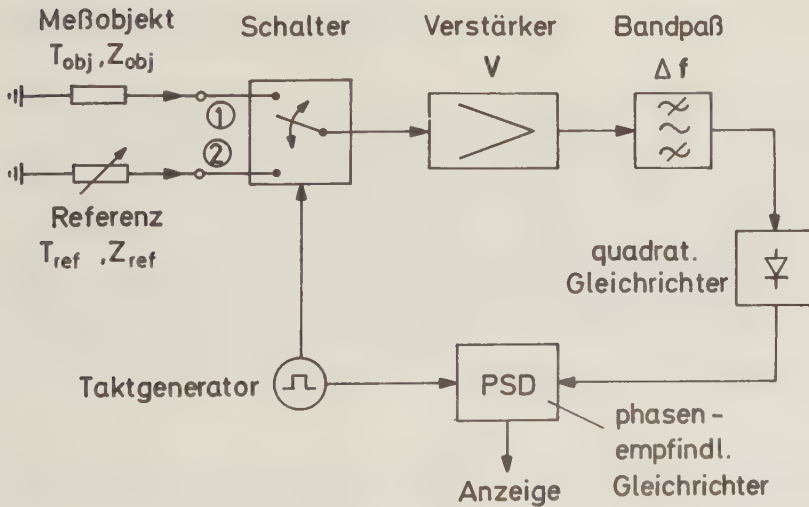


Bild 2.2: Blockschaltbild eines Dicke-Radiometers bei bekannter Impedanz des Meßobjektes

Für ein angepaßtes Meßobjekt und die in der Regel an das Radiometer angepaßte Referenz ergeben sich für die entsprechenden Schalterzustände ① und ② die Rauschleistungen P_1 und P_2 am quadratischen Gleichrichter :

$$P_1 = k_B \cdot T_{\text{obj}} \cdot V \cdot \Delta f$$

$$P_2 = k_B \cdot T_{\text{ref}} \cdot V \cdot \Delta f \quad (2.29)$$

In Gl. (2.29) ist V die Leistungsverstärkung und Δf die Meßbandbreite des Radiometersystems nach Bild 2.2. Das Rauschsignal am Ausgang des Verstärkers und Bandpasses setzt sich somit zeitlich nacheinander aus den Anteilen von T_{obj} und T_{ref} zusammen. Der Anteil des Verstärkers ist zeitlich konstant. Nach quadratischer Gleichrichtung und Tiefpaßfilterung wird mit einem phasenempfindlichen Gleichrichter das durch den Takt (z.B. 1 kHz) verursachte Wechsellsignal herausgefiltert und angezeigt. Mit der einstellbaren Referenz läßt sich für das Ausgangssignal ein Nullabgleich herstellen, für den sich ergibt :

$$T_{\text{obj}} = T_{\text{ref}} \quad (2.30)$$

Da das Verstärkerrauschen additiv ist, geht es in den Nullabgleich nicht mehr ein; ebenso nicht die Verstärkungsschwankungen, solange sie langsam genug gegenüber der Taktfrequenz sind. Allerdings ist der Beitrag des Verstärker-Rauschens nur dann für die beiden Schaltzustände konstant, wenn die Impedanzen des Meßobjektes und der Referenz, Z_{obj} und Z_{ref} , gleich sind. Dieses ist eine notwendige Bedingung für die Beziehung nach Gl. (2.30). Zweckmäßigerweise wird Z_{ref} gleich der charakteristischen Leitungsimpedanz Z_0 des Radiometerempfängers gewählt. Die Grenzempfindlichkeit für die nach diesem Verfahren zu bestimmende Rauschtemperatur ist in [10] hergeleitet und ergibt sich aus Gl. (2.28) zu

$$\Delta T = 2 \cdot \frac{T_{\text{obj}} + T_s}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}} \quad (2.31)$$

wobei $G = 2$ berücksichtigt, daß das zu messende Signal nur noch in der halben verfügbaren Zeit an dem Radiometerempfänger anliegt. Neben dem Vorteil eines recht einfachen Aufbaus ergeben sich für das Dicke-Radiometer einige Nachteile. Der Schalter am Eingang des Radiometerempfängers kann bei der Messung eine Reihe von Fehlern hervorrufen : Zur optimalen Ausnutzung der Meßzeit wird der Schalter zwischen Objekt und Referenz mit einem Rechtecksignal geschaltet. Die

Amplitude des Schaltsignals liegt dabei um Größenordnungen über der des Rauschsignals. Es treten im allgemeinen Schaltspitzen auf, die wegen ihres Oberschwingungsgehaltes zur Übersteuerung des ersten Vorverstärkers führen können. Schaltspitzen sind besonders dann störend, wenn positive und negative Amplituden sich nicht exakt kompensieren. Für reale Schalter können die Verluste sowie die Impedanzen für beide Schaltzustände zudem verschieden sein. Um die Auswirkung der Schaltspitzen zu unterdrücken, können reaktive Filter eingesetzt werden, die jedoch wegen ihrer nichtidealen Komponenten Verluste aufweisen und somit einen zusätzlichen Rauschbeitrag liefern. Schaltspitzen lassen sich dann vermeiden, wenn das Taktsignal den Verlauf einer Sinusfunktion hat. Hierbei treten jedoch Pausen zwischen zwei Schaltschwellen auf, die zu einer Reduktion der Meßzeit führen. Den geringsten störenden Einfluß haben Schaltspitzen für den Fall, daß der Frequenzbereich des Rauschsignals um mehrere Größenordnungen oberhalb der Taktfrequenz liegt, z.B. im GHz-Bereich für einen 1 kHz-Takt.

2.2.2 Das Korrelations-Radiometer

Ein nullbalancierendes Radiometer, welches keinen Schalter am Eingang benötigt, ist das Korrelations-Radiometer [1,2,4]. Meßobjekt und Referenz werden über einen möglichst verlustlosen Koppler, z.B. ein $180^\circ/3\text{dB}$ -Hybrid, zusammengeführt, so daß man an dessen beiden Ausgängen die Summe bzw. die Differenz der Eingangssignale erhält. Die beiden Ausgangssignale werden jeweils in getrennten Empfängerzweigen rauscharm verstärkt, bandpaßgefiltert und miteinander multipliziert. Nach einer zeitlichen Mittelung wird dann die Korrelation angezeigt. Der Grundaufbau eines solchen Korrelations-Radiometers ist in Bild 2.3 dargestellt.

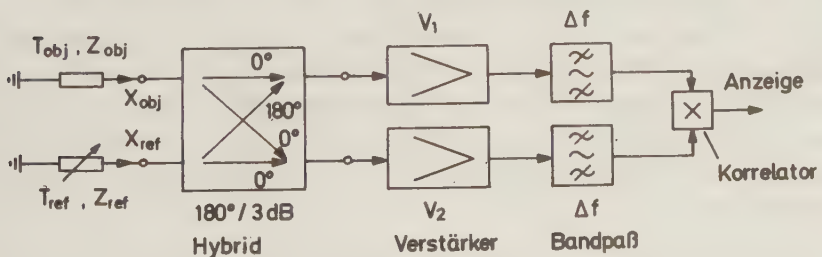


Bild 2.3: Blockschaltbild eines Korrelations-Radiometers mit angepaßtem Objekt und angepaßter Referenz

In der Regel werden von den Eingangstoren eines Radiometers Rauschwellen in Richtung auf das Meßobjekt und die Referenz emittiert. Dieses Rauschen wird zum einen durch eine verlustbehaftete Eingangsbeschaltung des Radiometers und zum anderen durch die Eingangsrauschwellen der Radiometerverstärker verursacht. Sind Meßobjekt und Referenz an die Leitungsimpedanz Z_0 des Radiometers angepaßt, so ist das von den Eingangstoren des Radiometers emittierte Rauschen ohne Bedeutung, wenn das $180^\circ/3\text{dB}$ -Hybrid für beide Empfängerzweige eine gute Entkopplung darstellt. Zur Berechnung werden die in der HF-Technik üblichen Rauschwellenparameter benutzt, die mit X_i bezeichnet werden sollen. Es gilt damit die Beziehung $|X_i|^2 = k_B \cdot T$. Das Betragsquadrat der Rauschwellenparameter ist also eine Rauschleistungsichte. Die Beträge der Verstärkungen $|V_1|$ und $|V_2|$ müssen nicht notwendigerweise übereinstimmen. Wird angenommen, daß Meßobjekt und Referenz die unkorrelierten Rauschwellen X_{obj} und X_{ref} emittieren, so erhält man am Ausgang des Korrelators:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \cdot (X_{\text{obj}} - X_{\text{ref}})^* \cdot V_1^* \cdot \frac{1}{2} \cdot (X_{\text{obj}} + X_{\text{ref}}) \cdot V_2 \cdot \Delta f \\ &= \frac{1}{4} \cdot \Delta f \cdot |V_1| \cdot e^{-j\varphi_1} \cdot |V_2| \cdot e^{j\varphi_2} \cdot (|X_{\text{obj}}|^2 - |X_{\text{ref}}|^2) \\ &= \frac{1}{4} \cdot k_B \cdot \Delta f \cdot |V_1| \cdot |V_2| \cdot e^{j(\varphi_2 - \varphi_1)} \cdot (T_{\text{obj}} - T_{\text{ref}}) \end{aligned} \quad (2.32)$$

Die Anzeige nach der Korrelation ist also proportional der Temperaturdifferenz $T_{\text{obj}} - T_{\text{ref}}$. Mit einer variablen Referenzrauschquelle läßt sich über einen Nullabgleich am Korrelator die Bedingung $T_{\text{obj}} = T_{\text{ref}}$ erfüllen. Der Korrelator mißt den Realteil des Kreuzspektrums, was in der Phasenbeziehung zwischen φ_1 und φ_2 der beiden Radiometerzweige berücksichtigt werden muß. Für $\varphi_1 = \varphi_2 = \pm 90^\circ$ ergibt sich der Imaginärteil von Gl. (2.32), wodurch das Korrelatorausgangssignal auch dann zu Null wird, wenn T_{obj} nicht gleich T_{ref} ist. Die Phasendifferenz $\varphi_2 - \varphi_1$ beeinflußt also die Empfindlichkeit des Nullabgleichs und wird maximal für $\varphi_2 - \varphi_1 = n \cdot 180^\circ$ mit $n = 0, 1, 2, \dots$. Die Grenzempfindlichkeit des Korrelations-Radiometers ist in [10] hergeleitet und ergibt sich nach Gl. (2.28) zu:

$$\Delta T = \sqrt{2} \cdot \frac{T_{\text{obj}} + T_s}{\sqrt{\Delta f \cdot \tau}} \quad (2.33)$$

Gegenüber der Grenzeempfindlichkeit des Dicke-Radiometers (siehe Gl. (2.31)) ergibt sich eine Verbesserung um den Faktor $\sqrt{2}$, bedingt dadurch, daß Meßobjekt und Referenz die gesamte verfügbare Meßzeit mit dem Radiometer verbunden sind. Dafür sind jedoch zwei Verstärkerketten erforderlich. Dem Ergebnis nach Gl. (2.32) liegt zugrunde, daß es sich bei dem Hybrid in Bild 2.3 um einen 3 dB-Koppler handelt. Es läßt sich zeigen, daß unabhängig von der Phasendifferenz $\varphi_2 - \varphi_1$ eine Kopplung von 3 dB die maximale Empfindlichkeit ergibt. Für die Ableitung soll das stark vereinfachte Ersatzschema in Bild 2.4 verwendet werden.

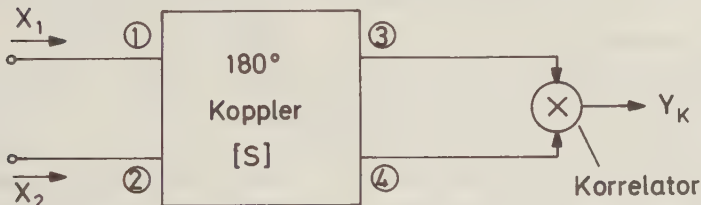


Bild 2.4: Herleitung des Kreuzspektrums Y_k für einen beliebigen Koppelfaktor, z.B. S_{41}

Die Rauschwellen X_1 und X_2 von zwei unkorrelierten, angepaßten Rauschquellen werden über ein 180° -Hybrid, das durch seine S-Matrix beschrieben wird, zusammengeführt. Die Ausgangssignale des Hybrids werden anschließend korreliert. Nimmt man an, daß sämtliche Tore angepaßt sind, d.h. $S_{11} = S_{22} = S_{33} = S_{44} = 0$, und daß die nicht verkoppelten Tore ideal isoliert sind, so ergibt sich mit der Torbezeichnung nach Bild 2.4 das Ausgangssignal des Korrelators zu

$$Y_k = S_{31} \cdot S_{41}^* \cdot |X_1|^2 + S_{32} \cdot S_{42}^* \cdot |X_2|^2 \quad (2.34)$$

Mit den Phasenbeziehungen eines 180° -Hybrids, $\arg S_{41} = -\arg S_{32}$ und $\arg S_{31} = \arg S_{42}$, ergibt sich

$$Y_k = |S_{31}| \cdot |S_{41}| \cdot |X_1|^2 - |S_{32}| \cdot |S_{42}| \cdot |X_2|^2 \quad (2.35)$$

Für einen verlustlosen Koppler vereinfacht sich Gl. (2.35) aufgrund der Amplitudenbeziehungen $|S_{31}| = |S_{42}|$ und $|S_{41}| = |S_{32}|$ und geht über in

$$Y_k = |S_{31}| \cdot |S_{41}| \cdot (|X_1|^2 - |X_2|^2) \quad (2.36)$$

Maximale Empfindlichkeit für den Nullabgleich bedeutet

$$|S_{31}| \cdot |S_{41}| = m \stackrel{!}{=} \max \quad (2.37)$$

Unter Verwendung von $|S_{31}|^2 + |S_{41}|^2 = 1$ erhält man

$$m = |S_{41}| \cdot \sqrt{1 - |S_{41}|^2} \quad (2.38)$$

Das Maximum für die Gl. (2.38) folgt aus $dm/d|S_{41}| = 0$ und ergibt sich für $|S_{41}|^2 = 1/2$ entsprechend 3 dB. Diese Ableitung läßt sich analog auch auf das 90°-Hybrid übertragen.

Ein Korrelator (Multiplizierer mit nachgeschalteter zeitlicher Mittelung) hat im allgemeinen eine endliche Gleichspannung ("Offset") an seinem Ausgang, deren Drift einen Nullabgleich erschwert. Einfacher ist hier der Abgleich einer Wechselgröße. Dieses erreicht man, indem man hinter einem Verstärker des Korrelations-Radiometers in Bild 2.3 einen 0°/180°-Umschalter einfügt, der periodisch die Polarität umschaltet, z.B. im Takt von 1 kHz. Das somit dem Ausgangssignal überlagerte Wechselsignal wird mit Hilfe eines phasenempfindlichen Gleichrichters (engl.: phase sensitive detector = PSD) gleichgerichtet und angezeigt. Der Gleichspannungs-"Offset" bleibt dadurch ohne Bedeutung. Gleichzeitig ermöglicht der PSD mit seinem internen Integrator die Festlegung der Meßzeit. Der zusätzlich eingebrachte Schalter ist unkritisch, da die zu messende Rauschleistung hinter dem Verstärker bereits ausreichend groß ist. Ein Korrelations-Radiometer, erweitert um den 0°/180°-Schalter und dem phasenempfindlichen Gleichrichter (PSD), zeigt Bild 2.5 .

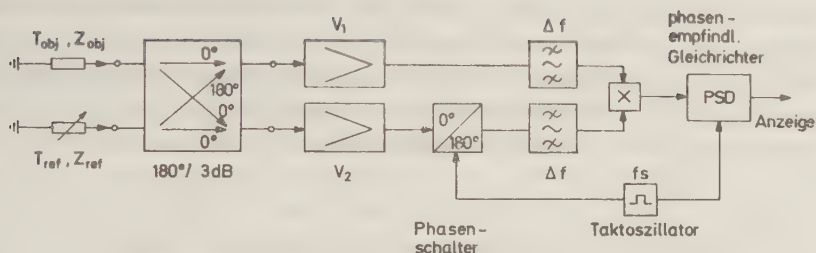


Bild 2.5: Korrelations-Radiometer nach Bild 2.3 mit Wechselsignal-detektion zur Unterdrückung von Gleichspannungs-"Offset" - Größen

Ist der Radiometerempfänger nach dem Prinzip eines Überlagerungsempfängers aufgebaut, so kann die Frequenzumsetzung in den beiden Radiometerzweigen mit einem gemeinsamen Lokalszillator (L.O.) erfolgen. Zur Optimierung der Meßempfindlichkeit ist dann in einem der beiden L.O.-Zweige ein Phasenschieber vorzusehen [11]. Analog der Betrachtung nach Gl. (2.32) geht diese Phase in das Meßergebnis ein.

2.2.3 Vergleich bekannter Radiometertypen

Die in Abschnitt 2.2.1 und 2.2.2 beschriebenen Radiometertypen gehören beide zu den nullbalancierenden Radiometern. Die Rauschtemperatur eines unbekannten Meßobjektes wird durch Vergleich mit der Rauschtemperatur einer bekannten geeichten Referenzquelle bestimmt. Bei der Wahl eines für die eigenen Meßaufgaben günstigsten Radiometerverfahrens versucht man die Vor- und Nachteile jeweils abzuwägen. Während beim Dicke-Radiometer die Schwierigkeiten in der Verwendung eines Schalters am Eingang des Radiometers liegen, ist der Gesamtaufbau hingegen recht einfach. Dieser Radiometertyp hat sicherlich seine Vorteile bei der Bestimmung von Rauschtemperaturen, die weit oberhalb der Raumtemperatur $T_0 = 293 \text{ K}$ liegen. Der Einfluß der Schaltspitzen ist dann im Verhältnis zu den Amplituden des zu messenden Signals weniger störend. Der relative Meßfehler nimmt in diesem Falle ab, während der absolute Fehler jedoch gleich bleibt. Einen verminderten Einfluß haben Schaltspitzen auch dann, wenn der zu schaltende Frequenzbereich weit oberhalb der Schaltfrequenz selbst liegt, da der Energieinhalt der Oberwellen des niederfrequenten Schaltsignals zu hohen Frequenzen ständig abnimmt. Für

Messungen von Rauschtemperaturen, die in der Größenordnung von T_0 liegen bzw. kleiner als T_0 sind, ist das schalterlose Korrelations-Radiometer vorzuziehen. Der Aufwand ist hierbei größer, da zwei getrennte Radiometerzweige mit gutem Phasengleichlauf und guter Entkopplung zwischen diesen beiden Zweigen nötig sind. Unter gleichen Bedingungen ist mit diesem Radiometertyp jedoch eine um $\sqrt{2}$ bessere Grenzempfindlichkeit gegenüber dem Dicke-Radiometer gegeben.

2.2.4 Eine Kombination aus Dicke- und Korrelations-Radiometer

Zu der Reihe von weniger bekannten Verfahren zählt ein Radiometer, welches durch Kombination von Dicke-Radiometer und Korrelations-Radiometer versucht, die jeweiligen Vorteile zu vereinen und Nachteile zu reduzieren [12]. Das Blockschaltbild dieses Radiometersystems zeigt Bild 2.6 .

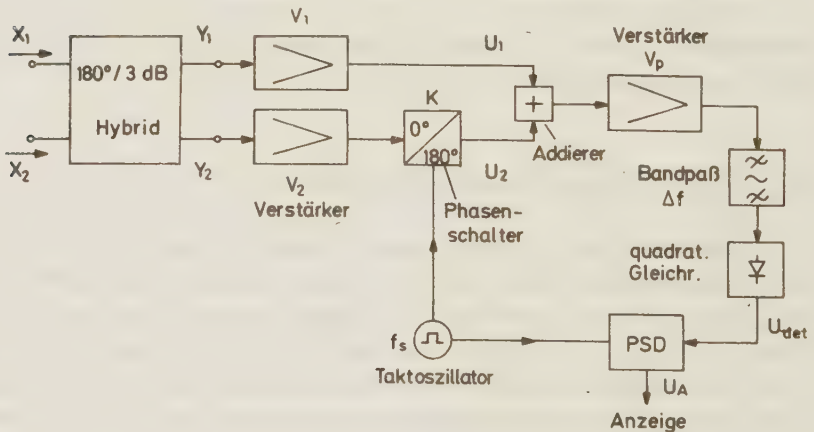


Bild 2.6: Dicke-Radiometer mit Schalter hinter der Vorverstärkerstufe

Die Rauschwellen X_1 und X_2 des angepaßten Meßobjektes und der angepaßten Referenzquelle werden über ein 180°/3 dB-Hybrid zusammengeführt. Die beiden Ausgangssignale Y_1 und Y_2 werden jeweils verstärkt bzw. im Fall eines Mikrowellenradiometers in den Zwischenfrequenzbereich umgesetzt und dann verstärkt.

Einer der beiden Zweige wird mit einem schaltbaren $0^\circ/180^\circ$ -Phasenschieber in der Polarität periodisch umgeschaltet. Dieses geschieht mit der Taktfrequenz f_s . Die beiden Ausgangssignale U_1 und U_2 der Zweige werden addiert. Die Summe U_{add} wird nachverstärkt, bandpaßgefiltert und quadratisch gleichgerichtet. Dieses Ausgangssignal U_{det} wird synchron zu dem Takt des schaltbaren Phasenschiebers phasenempfindlich detektiert und zeitlich gemittelt. Sind die Amplituden $|X_1|^2$ und $|X_2|^2$ der beiden Eingangssignale gleich, so ist das Ausgangssignal U_a des PSD gleich Null. Für die rechnerische Behandlung wird angenommen, daß die beiden Eingangstore des Radiometers sowie das Meßobjekt und die Referenz perfekt angepaßt sind. Für einen beliebigen Schaltzustand des Phasenschalters mit der Spannungsübertragungsfunktion K ergibt sich als Signal hinter dem quadratischen Gleichrichter:

$$U_{det} = \frac{1}{2} \Delta f \cdot |V_p|^2 \cdot [|X_1|^2 \cdot (|V_1|^2 + |V_2|^2 \cdot |K|^2 + 2 \cdot \text{Re} \{V_1^* \cdot V_2 \cdot K\}) + |X_2|^2 \cdot (|V_1|^2 + |V_2|^2 \cdot |K|^2 - 2 \cdot \text{Re} \{V_1^* \cdot V_2 \cdot K\})] \quad (2.36)$$

Hierbei sind V_1 , V_2 und V_p die Spannungsverstärkungen der Vorverstärker und des Nachverstärkers und Δf die Meßbandbreite. Die Übertragungsfunktion K des Phasenschalters sei $K_+ \approx 1$ oder $K_- \approx -1$, abhängig von dem jeweiligen Schaltzustand. Für $K = K_+$ und $K = K_-$ ergeben sich nach Gl. (2.36) zwei Ausgangssignale des quadratischen Gleichrichters, U_{det1} und U_{det2} . Der phasenempfindliche Detektor liefert ein Ausgangssignal U_a , welches der Differenz von U_{det1} und U_{det2} proportional ist.

$$\begin{aligned} U_a &\sim (U_{det1} - U_{det2}) \\ &= \frac{1}{2} \Delta f \cdot |V_p|^2 \cdot [|V_2|^2 \cdot (|X_1|^2 + |X_2|^2) \cdot (|K_+|^2 - |K_-|^2) + (|X_1|^2 - |X_2|^2) \cdot (2 \cdot \text{Re} \{V_1^* \cdot V_2 \cdot K_+\} - 2 \cdot \text{Re} \{V_1^* \cdot V_2 \cdot K_-\})] \quad (2.37) \end{aligned}$$

Für einen Nullabgleich im Fall $|X_1|^2 = |X_2|^2$ folgt aus Gleichung (2.37) die Bedingung

$$|K_+|^2 = |K_-|^2 \quad (2.38)$$

d.h. für beide Schaltzustände werden identische Einfügungsdämpfungen der Übertragungsfunktion des schaltbaren Phasenschiebers gefordert. Damit läßt sich Gl. (2.37) in der einfacheren Form angeben

$$U_a \sim (|X_1|^2 - |X_2|^2) \cdot \Delta f \cdot |V_p|^2 \cdot (\operatorname{Re} \{V_1^* \cdot V_2 \cdot K_+\} - \operatorname{Re} \{V_1^* \cdot V_2 \cdot K_-\}) \quad (2.39)$$

Nach Gl. (2.39) erreicht man eine maximale Empfindlichkeit für

$$V_2 \cdot K_+ \approx V_1 \quad \text{und} \quad \arg(K_+) - \arg(K_-) \approx 180^\circ. \quad (2.40)$$

Die Anforderung, die an die Einfügungsdämpfung des schaltbaren Phasenschiebers gestellt wird, soll an einem Beispiel untersucht werden. Die Verstärkungen V_1 und V_2 der Vorverstärker werden als identisch vorausgesetzt. Die Eingangsrauschwellen sind mit den äquivalenten Rauschtemperaturen wie folgt verknüpft:

$$|X_1|^2 \sim T_1 \quad ; \quad |X_2|^2 \sim T_2 \quad (2.41)$$

Wird $T_1 = 300 \text{ K}$ und $T_2 = T_1 + \Delta T$ mit $\Delta T = 1 \text{ K}$ als noch akzeptierbarer Fehler angenommen, so muß die Einfügungsdämpfung des Phasenschalters zwischen den beiden Schaltzuständen besser als 0.03 dB sein. Um den Meßfehler gering zu halten, ist eine Kalibrierung der Einfügungsdämpfung des Phasenschalters für beide Schaltzustände erforderlich. Dazu wird das $180^\circ/3 \text{ dB}$ -Hybrid entfernt und die beiden Zweige des Radiometerempfängers mit beliebigen Impedanzen abgeschlossen, deren Rauschwellen unkorreliert sind. V_1 und V_2 brauchen für die Kalibrierung nicht gleich zu sein. Das Ausgangssignal U_a hinter dem PSD wird genau dann gleich Null, wenn die Einfügungsdämpfungen des Phasenschalters für beide Schaltzustände übereinstimmen. Hat man als schaltbaren Phasenschieber einen PIN-Diodenmodulator, so kann die Einfügungsdämpfung durch einen Feinabgleich des Diodenstromes erfolgen. Für die Diodenansteuerung muß außerdem eine Langzeitstabilität gewährleistet sein. Ähnlich wie beim Korrelationsradiometer wird ein Schalter erst nach ausreichender Vorverstärkung der zu messenden Rauschleistung eingesetzt, wodurch die Empfindlichkeit gegenüber Schaltspitzen reduziert wird. Durch eine

Zusammenführung der beiden Radiometerzweige hinter dem Vorverstärker wird im Gegensatz zum Korrelationsradiometer der Aufwand an Komponenten reduziert. Im besonderen ist kein Gleichlauf zwischen zwei Bandpaßfiltern erforderlich, da erst nach dem Addierer und anschließender Nachverstärkung nur noch ein Filter benötigt wird. Dieses kommt dem Dicke-Radiometer gleich, und es läßt sich zeigen, daß durch die Signaladdition und weitere Signalverarbeitung in einem Zweig die Grenzempfindlichkeit dieses Radiometers und des Dicke-Radiometers gleich sind. Besondere Beachtung muß einer ausreichenden Isolation zwischen den Eingangstoren der beiden Radiometerzweige geschenkt werden. Dieses kann durch eine ausreichende Entkopplung des Hybrids erreicht werden und/oder durch die Verwendung passiver Isolatoren.

2.3 Impedanzunabhängige Rauschtemperaturmeßverfahren

Für Messungen von Rauschtemperaturen wird überwiegend das in Kapitel 2.2.1 und 2.2.2 beschriebene Dicke-Radiometer bzw. Korrelationsradiometer verwendet. Mit diesen Radiometertypen läßt sich die Temperatur jedoch nur dann korrekt messen, wenn die Impedanz des zu vermessenden Objektes und der Referenz gleich sind, und zwar nach Betrag und Phase im gesamten Frequenzbereich, in dem die Temperaturstrahlung empfangen wird. Dies ist jedoch in der Regel nicht der Fall, was eine wesentliche Einschränkung bedeutet. Ziel dieses Kapitels ist es, die beschriebenen Verfahren zu erweitern, so daß die Rauschtemperatur eines Meßobjektes unabhängig von seiner Impedanz bestimmt werden kann.

2.3.1 Einfluß der Fehlanpassung auf die Messung

Ist das Meßobjekt an das Radiometer fehlangepaßt, so wird nicht die verfügbare Rauschleistung P_v des Zweipols gemessen, sondern eine verminderte Rauschleistung P_m . Der Zusammenhang zwischen P_v und P_m ist wie folgt über die Emissivität η gegeben.

$$P_m = \eta \cdot P_v \quad (2.42)$$

Die Emissivität η ist verknüpft mit dem Reflexionsfaktor ρ des Meßobjektes. Dieses kann anhand der Ersatzschaltung in Bild 2.7 hergeleitet werden.

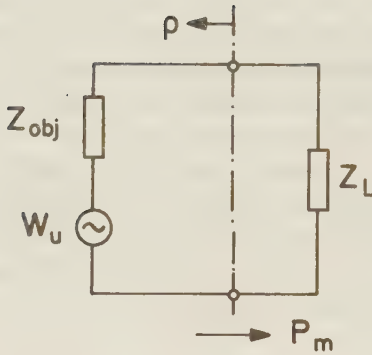


Bild 2.7: Ersatzschaltung zur Berechnung der gemessenen Rauschleistung an der Lastimpedanz bei fehlangepasstem Meßobjekt.

$$W_u = 4 k_B \cdot T \cdot \operatorname{Re} \{Z_{\text{obj}}\}$$

$$\rho = (Z_{\text{obj}} - Z_L) / (Z_{\text{obj}} + Z_L)$$

Berechnet wird die Leistung, die das Meßobjekt mit der Impedanz Z_{obj} und der Temperatur T_{obj} an eine Last Z_L abgibt. Dabei kann Z_L z.B. der Eingangswiderstand eines Radiometers sein. Wird Z_L als rauschfrei und reell angenommen, so ergibt sich nach Bild 2.7 für die an Z_L abgegebene Leistung

$$\begin{aligned} P_m &= \frac{4 k_B \cdot T_{\text{obj}} \cdot \operatorname{Re}\{Z_{\text{obj}}\}}{|Z_L + Z_{\text{obj}}|^2} \cdot Z_L \cdot \Delta f \\ &= k_B \cdot T_{\text{obj}} \cdot \Delta f \cdot \left[1 - \left| \frac{Z_{\text{obj}} - Z_L}{Z_{\text{obj}} + Z_L} \right|^2 \right] \\ &= P_v \cdot (1 - |\rho|^2), \end{aligned} \quad (2.43)$$

wobei $P_v = k_B \cdot T_{\text{obj}} \cdot \Delta f$ die verfügbare Rauschleistung des Meßobjektes ist, und ρ der Reflexionsfaktor des Meßobjektes ist, für den gilt:

$$\rho = \frac{Z_{\text{obj}} - Z_L}{Z_{\text{obj}} + Z_L} \quad (2.44)$$

Der Vergleich mit Gl. (2.42) ergibt

$$\eta = 1 - |\rho|^2 \quad (2.45)$$

Zu bemerken ist, daß η und ρ selbst innerhalb der Meßbandbreite des Radiometers gewöhnlich frequenzabhängige Größen sind. Nach Gl. (2.43) wird eine um $P_v \cdot |\rho|^2$ verminderte Rauschleistung gemessen. Ausgedrückt in Temperaturen ergibt sich für die gemessene Rauschtemperatur T_m

$$T_m = T_{obj} \cdot (1 - |\rho|^2) \quad (2.46)$$

Bei der Rauschtemperaturmessung fehlangepaßter Meßobjekte treten durch das Rauschverhalten der ersten Verstärkerstufe zwei weitere Probleme auf, die zu Meßfehlern führen können:

die vom Eingang des Verstärkers auf das Meßobjekt zulaufende Rauschwellen wird dort reflektiert und geht in die Messung ein;

die Eingangsrauschwellen des Verstärkers ist im allgemeinen mit der Ausgangsrauschwellen des Verstärkers in unbekannter Weise korreliert. In die Überlagerung dieser beiden Rauschwellen geht diese Korrelation ein.

2.3.2 Kompensationsverfahren für fehlangepaßte Meßobjekte

Ausgehend von Gl. (2.46) ist es zunächst nötig, den durch eine endliche Emissivität bedingten Minderbetrag der vom Objekt abgegebenen Rauschleistung mittels einer erhöhten Referenz-Rauschleistung zu kompensieren. Ein hierfür geeignetes und bereits bekanntes Verfahren ist in Bild 2.8 dargestellt [4].

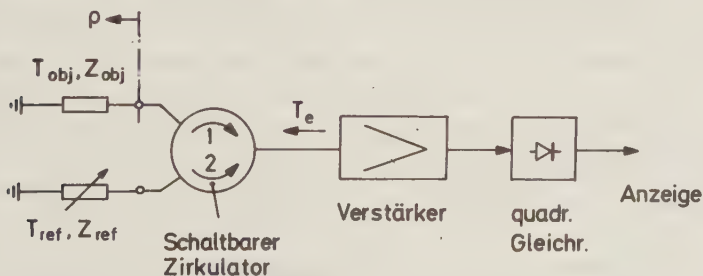


Bild 2.8: Kompensierendes Radiometer mit Zirkulator zur Bestimmung der Rauschtemperatur fehlangepaßter Meßobjekte

Mit Hilfe eines schaltbaren Zirkulators werden zeitlich nacheinander Rauschen des Meßobjektes und der Referenz auf den ersten Verstärker gegeben. Für den jeweiligen Schaltzustand 1 oder 2 ergeben sich die am Verstärker auftretenden Rauschleistungen P_1 und P_2 entsprechend zu

$$P_1 = k_B \cdot T_{\text{ref}} \cdot \Delta f \cdot |\rho|^2 + k_B \cdot T_{\text{obj}} \cdot \Delta f \cdot (1 - |\rho|^2)$$

$$P_2 = k_B \cdot T_{\text{ref}} \cdot \Delta f \quad (2.47)$$

Führt man einen Abgleich für die beiden Schaltzustände durch, so ergibt sich für $P_1 = P_2$:

$$T_{\text{ref}} = T_{\text{obj}} \quad (2.48)$$

Die Beziehung nach Gl. (2.48) ist somit unabhängig von der Größe des Reflexionsfaktors ρ des Meßobjektes, der außerdem noch frequenzabhängig sein kann. Statt des schaltbaren Zirkulators, der in der Regel große Schaltspitzen verursacht und auch nicht sehr schnell zu schalten ist, kann man Kombinationen aus einem festen Zirkulator und gewöhnlichen Schaltern anwenden. Solche Schaltungen werden in [4] beschrieben und sind dort näher erläutert. Bei dem beschriebenen Verfahren handelt es sich um ein Kompensationsverfahren, weil der durch Fehlanpassung hervorgerufene Rauschminderbetrag gerade durch einen entsprechenden Betrag der Referenz kompensiert wird. Die Schaltung nach Bild 2.9 zeigt die Verallgemeinerung des Kompensationsverfahrens auf alle nullbalancierenden Radiometertypen.

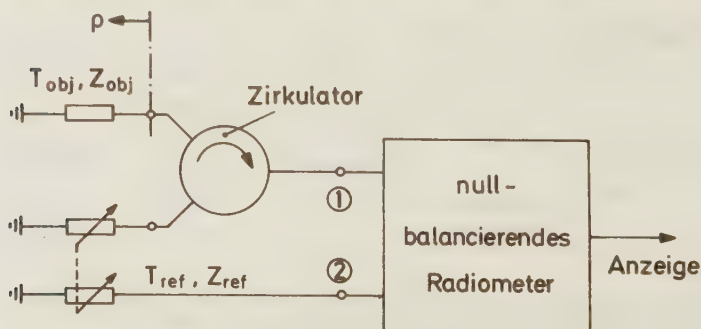


Bild 2.9: Rauschtemperaturkompensation bei nullbalancierenden Radiometern mit einem festen Zirkulator

Die Tore ① und ② des Radiometers sind die Anschlüsse des Meßobjektzweiges und des Referenzzweiges. Für ein Rauschtemperaturgleichgewicht an den Toren ① und ② folgt aus Gl. (2.47) wieder die Beziehung nach Gl. (2.48).

Kompensierende Radiometer, die nach den hier beschriebenen Verfahren arbeiten, lösen ein weiteres Problem, das im Zusammenhang mit einem nicht angepaßten Meßobjekt auftritt. Durch die Verwendung eines Zirkulators als passives, verlustarmes und nichtreziprokes Bauelement wird bewirkt, daß das vom Verstärkereingang emittierte Rauschsignal nicht in den Verstärker zurückgelangt und somit keinen Beitrag zur Messung liefert [13]. Für Frequenzen unterhalb von etwa 500 MHz stehen Zirkulatoren mit den geforderten Daten jedoch nicht zur Verfügung, womit eine Meßmöglichkeit bei unbekannter Objekt-Impedanz in dem technisch wichtigen Frequenzbereich von etwa 1 MHz bis 500 MHz nicht gegeben ist. Um in diesem Frequenzbereich Meßfehler durch fehlangepaßte Objekte zu vermeiden, gibt es Verfahren, die sich abstimmbare Anpaßschaltungen bedienen [14]. Dieses erfordert jedoch bei jeder Änderung der Objekt-Impedanz einen neuen Abgleichvorgang. Weiterhin ist diese Technik sehr schmalbandig. Es soll daher ein Verfahren gefunden werden, welches ohne die Verwendung passiver, nichtreziproker Bauelemente bzw. ständig zu ändernder Anpaßmaßnahmen die impedanzunabhängige Messung von Zweipol-Rauschtemperaturen erlaubt. Ein mögliches Verfahren [15] weist, wie schon diskutiert, zwei neue gravierende Probleme auf :

1. die vom Eingang des Verstärkers auf das Meßobjekt zulaufende Rauschwelle geht in die Eichung ein;
2. die vom Eingang des Verstärkers am Meßobjekt reflektierte Rauschwelle ist im allgemeinen mit der Ausgangs-Rauschwelle des Verstärkers in unbekannter Weise korreliert. Die Wirkung dieser Korrelation muß beseitigt werden.

Als weiteres muß die Kompensations-Rauschleistung in geeigneter Weise zugeführt werden. Die Überlegung, einen passiven verlustlosen Zirkulator mit aktiven Komponenten, z.B. rauscharmen Verstärkern und Kopplern, nachzubilden, soll hier kurz diskutiert werden. Betrachtet wird hierzu die in Bild 2.10 angegebene Schaltung. Im Gegensatz zu einem passiven verlustlosen Zirkulator, welcher selbst keine Rauschwellen emittiert, sind bei einem aktiven Zirkulator die Rauschwellen X_e und X_a zu berücksichtigen, die von den Eingangstoren und Ausgangstoren der hierbei verwendeten Verstärker ausgehen. Bei einer Fehlanpassung an Tor ① z.B. gehen diese Rauschwellen als Fehler in das Meßergebnis ein. Durch eine Kompensationsschaltung unter Verwendung identischer Verstärker im Referenzzweig des Radiometers kann zwar die ρ -Abhängigkeit von X_e und X_a eliminiert werden, die Größen selbst jedoch müssen bekannt sein, um sie in die Messung ein-

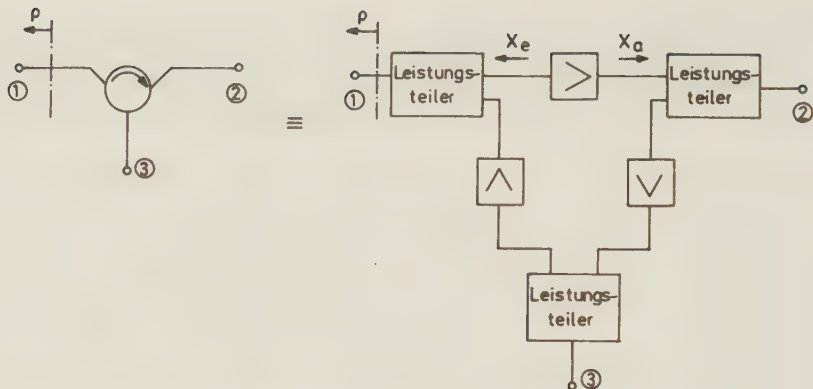


Bild 2.10: Nachbildung eines verlustlosen passiven Zirkulators mit Hilfe rauscharmer Verstärker und Kopplern

eichen zu können. Es muß weiterhin beachtet werden, daß im Fall eines fehl-angepaßten Meßobjektes durch Reflexion der Verstärkerrauschwellen Korrelations-effekte auftreten können, welche beachtliche Meßfehler zur Folge haben. Die Realisierung eines aktiven Zirkulators wird somit nicht in Betracht gezogen.

Als geeignete Lösung bietet sich eine Beschaltung mit möglichst verlustlosen Kopplern an. In Bild 2.11 ist das Blockschaltbild einer solchen Anordnung dargestellt.

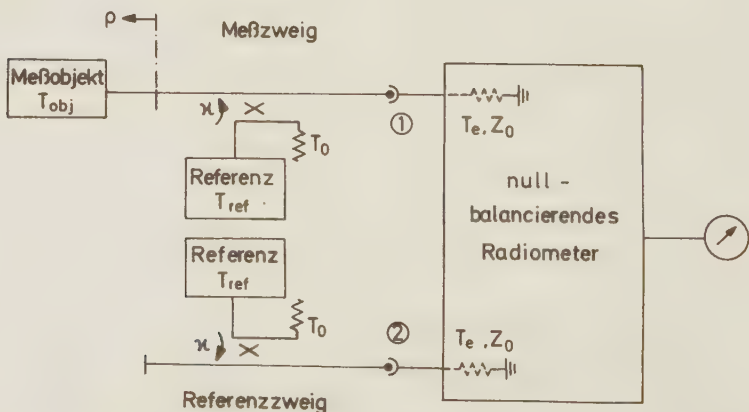


Bild 2.11: Kompensierendes Radiometer ohne die Verwendung eines Zirkulators

Das Meßobjekt mit der unbekannten Impedanz Z_{obj} ist an den Meßzweig eines nullbalancierenden Radiometers mit der Leitungsimpedanz Z_0 fehlangepaßt, so daß sich als Reflexionsfaktor des Meßobjektes

$$\rho = \frac{Z_{\text{obj}} - Z_0}{Z_{\text{obj}} + Z_0} \quad (2.49)$$

ergibt. Aus zwei identischen Referenzrauschquellen wird eine der Temperatur T_{ref} proportionale Leistung über ebenfalls zwei identische Koppler mit den Leistungskoppelfaktoren κ in den Meßzweig bzw. Referenzzweig eingekoppelt. Zum einen wird die Referenzrauschleistung an dem Meßobjekt teilweise reflektiert und überlagert sich der verminderten Objektrauschleistung. Im Referenzzweig wird die Referenzrauschleistung an einem Kurzschluß vollständig reflektiert. Berücksichtigt man, daß die passiven Komponenten sich auf der Umgebungstemperatur T_0 befinden und daß die Referenz-Rauschquellen sowie die beiden Eingangstore ① und ② des nullbalancierenden Radiometers angepaßt sind, so ergibt sich für die Leistungsbilanz an Tor ① und Tor ② :

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_B \Delta f} P_1 &= T_1 = T_{\text{obj}} \cdot (1 - |\rho|^2) \cdot (1 - \kappa) + T_{\text{ref}} \cdot |\rho|^2 \cdot \kappa (1 - \kappa) + \\ &+ T_e \cdot |\rho|^2 \cdot (1 - \kappa)^2 + T_0 \cdot \kappa \\ \frac{1}{k_B \Delta f} P_2 &= T_2 = T_{\text{ref}} \cdot \kappa (1 - \kappa) + T_e \cdot (1 - \kappa)^2 + T_0 \cdot \kappa \end{aligned} \quad (2.50)$$

Im abgeglichenen Zustand, also $P_1 = P_2$, ergibt sich für die Objekttemperatur

$$T_{\text{obj}} = \kappa \cdot T_{\text{ref}} + (1 - \kappa) \cdot T_e \quad (2.51)$$

In Gl. (2.51) beschreibt T_{ref} die eichbare Referenz-Temperatur, κ den Leistungskoppelfaktor der verwendeten Richtkoppler und T_e die von den Radiometereingängen emittierte Rauschtemperatur. Die Beziehung nach Gl. (2.51) zeigt, daß bei bekannten Kopplerdaten die zu vermessende Objekttemperatur T_{obj} direkt über eine variable Referenz-Temperatur T_{ref} bestimmt werden kann. Die Rauschtemperatur T_e läßt sich eineichen, da sie für die Messung als konstant angenommen werden kann. Ein zweites Meßsystem ist ähnlich dem vorgenannten Verfahren aufge-

baut. In Abwandlung zu der Schaltung in Bild 2.11 wird hier ein zusätzliches Dämpfungsglied benötigt. Es hat die Aufgabe, die physikalische Temperatur T_0 , auf der sich alle passiven Komponenten befinden, in dem Referenzzweig hinzuzufügen. Anstelle des Kurzschlusses findet man in dieser Schaltung nach Bild 2.12 den Referenzzweig mit einer angepaßten Rauschquelle beschaltet, welche sich auf einer noch zu bestimmenden Temperatur T_z befindet.

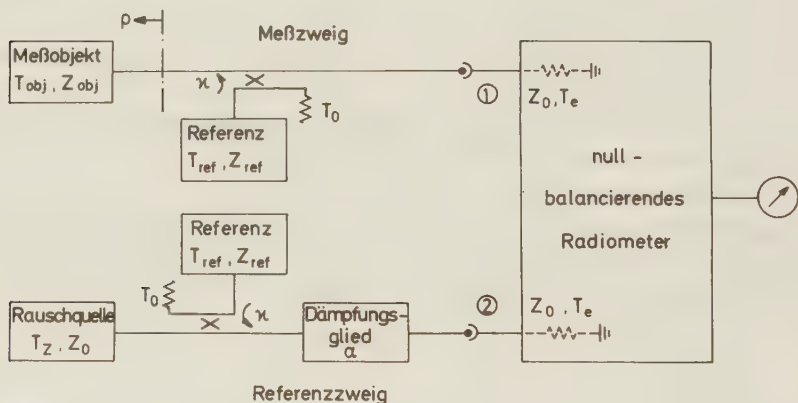


Bild 2.12: Kompensierendes Radiometer mit Zusatz-Rauschquelle $T_z = T_e$

Die Einkopplung der Referenztemperaturen erfolgt wie in Bild 2.12 dargestellt. Für die verwendeten Referenz-Rauschquellen sowie die beiden Eingangstore ① und ② des Radiometers wird wieder Anpassung angenommen. Die Rauschleistungsbilanzen P_1 und P_2 an den beiden Toren ① und ② ergeben sich zu

$$\frac{1}{k_B \Delta f} P_1 = T_1 = T_{\text{obj}} \cdot (1 - |\rho|^2) \cdot (1 - \kappa) + T_{\text{ref}} \cdot |\rho|^2 \cdot \kappa (1 - \kappa) +$$

$$T_e \cdot |\rho|^2 \cdot (1 - \kappa)^2 + T_0 \cdot \kappa$$

$$\frac{1}{k_B \Delta f} P_2 = T_2 = T_{\text{ref}} \cdot \kappa \cdot \alpha + T_z \cdot (1 - \kappa) \alpha + T_0 \cdot (1 - \alpha) \quad (2.52)$$

Aus der Bedingung für den Nullabgleich, $P_1 = P_2$, folgt nach Gl. (2.52) für die Objekttemperatur:

$$T_{\text{obj}} = \kappa \cdot \frac{\alpha - |\rho|^2 \cdot (1 - \kappa)}{(1 - |\rho|^2) \cdot (1 - \kappa)} \cdot T_{\text{ref}} + \frac{\alpha \cdot T_z - |\rho|^2 \cdot (1 - \kappa) \cdot T_e}{1 - |\rho|^2} + \frac{1 - \kappa - \alpha}{(1 - |\rho|^2) \cdot (1 - \kappa)} \cdot T_0 \quad (2.53)$$

Die Berechnung dieser Schaltung zeigt, daß auch mit diesem Meßsystem die Objekttemperatur T_{obj} unabhängig von ihrer Impedanz Z_{obj} gemessen werden kann, wenn zwei Bedingungen in Gl. (2.53) erfüllt sind. Die Dämpfung α des Dämpfungsgliedes im Referenzzweig muß mit dem Koppelfaktor κ über die Beziehung $\alpha = 1 - \kappa$ verknüpft sein. Dieses läßt sich leicht erreichen, indem man das Dämpfungsglied durch einen Koppler mit dem Koppelfaktor κ ersetzt, dessen beide verbleibenden Tore mit Z_0 abgeschlossen sind. Die Rauschtemperatur T_z der Rauschquelle im Referenzzweig muß gleich der von den Eingangstoren des Radiometers emittierten Temperatur T_e sein. Diese Bedingungen, eingesetzt in Gl. (2.53), ergeben für die Objekttemperatur:

$$T_{\text{obj}} = \kappa \cdot T_{\text{ref}} + (1 - \kappa) \cdot T_e \quad (2.54)$$

Dieses Ergebnis steht in Analogie zu Gl. (2.51) für die Schaltung nach Bild 2.11. Als Schwierigkeit kommt hinzu, daß die Rauschtemperatur T_z zum einen bekannt sein muß, zum anderen auf den Wert $T_z = T_e$ gehalten werden muß. Eine denkbare Lösung ist der Abschluß des Referenzzweiges mit dem Eingang eines Verstärkers, dessen Ausgang angepaßt ist. Dieser Verstärker muß möglichst identisch mit den in dem Radiometer verwendeten Vorverstärker sein. Diese Schwierigkeiten entfallen bei der Schaltung nach Bild 2.11, welche aber aufgrund des mit einem Kurzschluß beschalteten Kopplers im Referenzzweig schlechtere Anpassungsbedingungen enthält. Für die Schaltung nach Bild 2.12 läßt sich das Problem der Rauschquelle mit der Temperatur T_z geschickt lösen, indem $T_z = T_e$ gleich der Umgebungstemperatur T_0 gesetzt wird. Hierdurch läßt sich die Rauschquelle T_z durch einen reflexionsfreien Abschluß, der sich definitionsgemäß auf der Umgebungstemperatur T_0 befindet, leicht realisieren. Die Eingangsrauschtemperatur T_e , in der Regel kleiner als T_0 , wird mit Hilfe von Kopplern und Zusatzrauschquellen auf die Umgebungstemperatur T_0 erhöht. Mit Ausnahme des Meßobjektes und der Referenzrauschquellen befinden sich

somit sämtliche Komponenten der Radiometereingangsbeschaltung auf einer homogenen Temperatur, der Umgebungstemperatur T_0 . Diese Maßnahme hat den wichtigen Vorteil, daß sich zusätzliche Rauschbeiträge infolge ohmscher Verluste der nicht realen Komponenten auf die Messung nicht störend auswirken. Dieser Sachverhalt beruht auf dem Theorem [16], daß die Eingangs- und Ausgangsrauschwellen X_1 und X_2 eines passiven linearen, aber nicht notwendigerweise reziproken Zweitors unkorreliert sind, wenn das Zweitor angepaßt ist und sich auf einer homogenen Temperatur befindet. Das Theorem verknüpft allgemein die Rauschleistungen nach Gl. (2.27), welche von den Toren eines N-Tors ausgehen mit der Streumatrix S des N-Tors. Für die Rauschwellen X_i und X_j an den entsprechenden Toren i und j ergibt sich

$$X_i \cdot X_j^* = k_B \cdot T \cdot N_{ij} \quad (2.55)$$

mit N_{ij} als den Elementen der Matrix N .

$$[N] = [I] - [S]^* \cdot [S]^T \quad (2.56)$$

In Gl. (2.56) ist $[I]$ die Einheitsmatrix und $[S]^T$ die transponierte Matrix. Für die Korrelation zwischen den Rauschwellen X_1 und X_2 eines Zweitors ergibt sich mit den Gl'n. (2.55) und (2.56)

$$X_1 \cdot X_2^* = k_B \cdot T \cdot (S_{11} \cdot S_{21}^* + S_{12} \cdot S_{22}^*) \quad (2.57)$$

Aus Gl. (2.57) folgt, daß für alle linearen passiven Zweitore auf homogener Temperatur die Korrelation verschwindet, wenn $S_{11} = S_{22} = 0$ ist (Anpassung an den Toren 1 und 2) bzw. wenn das Zweitor entkoppelt ist, d.h. $S_{12} = S_{21} = 0$. Die Forderung nach einer homogenen Temperatur für die Eingangsbeschaltung von Radiometern ist im besonderen für den Fall fehlangepaßter Meßobjekte notwendig, um zusätzliche, in unbekannter Weise auftretende Korrelationsbeiträge zu vermeiden. In der Praxis wird hierzu die Eingangsbeschaltung von Radiometern in temperaturisolierten Kammern untergebracht, in welchen die Temperatur stets auf einen konstanten Wert nachgeregelt werden kann [17]. Bei der praktischen Realisierung eines Radiometers in Kapitel 3 wird noch im einzelnen auf die Realisierung eines homogenen Temperaturgebietes eingegangen.

2.3.3 Einfluß der Korrelation von Verstärker-Rauschwellen

In den Gl.n. (2.50) bis (2.54) wurde bisher nur die auf das Meßobjekt zulaufende Eingangsrauschtemperatur T_e , verursacht durch die Vorverstärker, berücksichtigt. Diese Vorverstärker befinden sich jeweils im Eingang des nullbalancierenden Radiometers entsprechend den Schaltungen z.B. nach Bild 2.2 und 2.5. In der Praxis gehen von den Vorverstärkern auch Ausgangsrauschwellen X_a aus, die in der Regel mit den jeweiligen Eingangsrauschwellen X_e korreliert sind. Der Einfluß von Verstärker-Rauschwellen auf das Meßergebnis läßt sich für den Fall eines fehlangepaßten Meßobjektes nach Bild 2.13 herleiten.

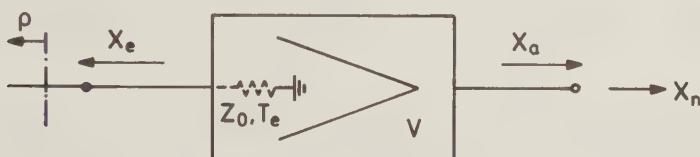


Bild 2.13: Vorverstärker mit Eingangsrauschwelle X_e und Ausgangsrauschwelle X_a

Für die Größe X_n , verursacht durch die Rauschwellen X_e und X_a des Vorverstärkers, ergibt sich

$$X_n = X_a + X_e \cdot \rho \cdot V \quad (2.58)$$

Hieraus berechnet sich das Betragsquadrat zu

$$|X_n|^2 = X_n^* \cdot X_n = |X_a|^2 + |X_e|^2 \cdot |\rho|^2 \cdot |V|^2 + 2 \cdot \text{Re} \{ \rho \cdot V \cdot X_e^* \cdot X_a^* \} \quad (2.59)$$

Die Rauschwellen X_e und X_a sind mit den Eingangs- und Ausgangsrauschtemperaturen entsprechend Gl. (2.60) verknüpft.

$$|X_e|^2 = k_B \cdot \Delta f \cdot T_e \quad ; \quad |X_a|^2 = k_B \cdot \Delta f \cdot T_a \quad (2.60)$$

In den Gl. (2.58) und (2.59) ist V die Spannungsverstärkung des Vorverstärkers, für den angenommen wird, daß er ausgangsseitig angepaßt ist und eine hohe Rückwärtsdämpfung besitzt. Berücksichtigt man den Einfluß der Korrelation zwischen Eingangs- und Ausgangsrauschwellen des Vorverstärkers, so muß Gl. (2.51) bzw. Gl. (2.54) um einen zusätzlichen Term nach Gl. (2.59) erweitert werden.

$$T_{\text{obj}} = \kappa \cdot T_{\text{ref}} + (1-\kappa) \cdot T_e + 2 \cdot \underbrace{\frac{1-\kappa}{(1-|\rho|^2) \cdot k_B \cdot \Delta f} \cdot \text{Re} \left\{ \rho \cdot X_e \cdot \frac{X_a^*}{V} \right\}}_{\text{Korrelationsterm}} \quad (2.61)$$

Der Term mit $|X_a|^2$ aus Gl. (2.59) geht in das Meßergebnis nicht ein, da er im Fall nullbalancierender Radiometer eliminiert wird. Als Beispiel werden die Eingangs- und Ausgangsrauschtemperaturen des Vorverstärkers mit $T_e = 300 \text{ K}$ und $T_a = 300 \text{ K}$ angenommen. Die Temperatur T_a soll hier auf den Verstärkereingang bezogen werden, um mit einem von V unabhängigen Wert rechnen zu können. Für eine Korrelation zwischen X_e und X_a von 50% und einem Reflexionsfaktor von $|\rho| = 0,5$ ergibt sich nach Gl. (2.61) für die Objekttemperatur ein maximaler Fehler von 200 K. Für die meisten Anwendungen ist dieses ein nicht akzeptierbarer Fehler. Um diesen Meßfehler auf einen annehmbaren Wert von z.B. 0,2 K zu begrenzen, muß die Korrelation der Verstärker-Rauschwellen bzw. deren Einfluß auf das Meßergebnis um den Faktor 1000 reduziert werden.

2.3.4 Maßnahmen zur Reduzierung der Korrelation

Im Mikrowellenbereich kann der Einfluß der Verstärkerkorrelation auf das Meßergebnis durch eine oder mehrere passive verlustarme Richtungsleitungen reduziert werden, welche vor die erste Verstärkerstufe geschaltet werden. Im Bereich unterhalb von ca. 500 MHz sind technisch akzeptable Richtungsleitungen nicht verfügbar, womit eine Lösung durch teilweise aktive Schaltungsmaßnahmen benötigt wird. Eine Reihe geeigneter Maßnahmen wird im folgenden beschrieben und diskutiert.

a.) Die Korrelation zwischen der Eingangs- und Ausgangsrauschweite X_e und X_a eines Verstärkers wird durch gemeinsame interne Rauschquellen, z.B. denen eines Transistors, verursacht. Es interessiert hierbei nur die erste Verstärkerstufe einer Verstärkerkette, da die Rauschweiten der nachfolgenden Verstärkerstufen aufgrund einer meist sehr guten Rückwärtsdämpfung nicht zur Korrelation beitragen. Da eine direkte Einflußnahme auf das Rauschverhalten eines Transistors für uns nicht möglich ist, muß diese durch eine äußere Beschaltung erfolgen. In Bild 2.14 sind für einen einstufigen Transistorverstärker schematisch die Möglichkeiten dargestellt, mit Hilfe einer variablen Gegenkopplung R_{GK} und einer geringfügigen Veränderung des Kollektorstromes I_C die Korrelation zwischen X_e und X_a (siehe auch Bild 2.13) zu beeinflussen.

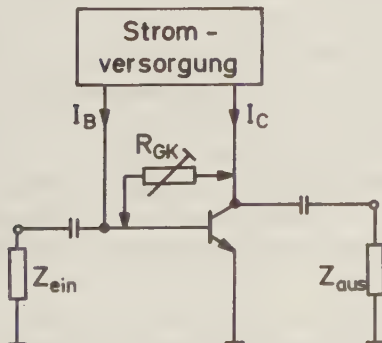


Bild 2.14: Vereinfachte Darstellung eines einstufigen Transistorverstärkers mit Parametervariation R_{GK} , I_C , I_B

Experimentell ließ sich durch Variation der oben genannten Parameter für das Kreuzspektrum $X_e^* X_a$ ein Minimum erreichen. Dabei wurden R_{GK} und I_C nur in den Grenzen variiert, für die die Funktionsfähigkeit des Verstärkers noch gewährleistet war. Eine quantitative Aussage über die Reduktion von $X_e^* X_a$ wird in Kap. 3.1 gegeben. Es muß hierbei jedoch eine geringfügige Verschlechterung

der Rauschzahl und der Anpassung des Verstärkers in Kauf genommen werden.

b.) Eine weitere Möglichkeit zur Reduzierung der Korrelation ist durch die Verwendung balancierter Verstärker gegeben. Bild 2.15 zeigt den Aufbau, bei welchem zwei möglichst gleiche Teilverstärker über zwei $90^\circ/3$ dB-Hybride zusammengeschaltet werden.

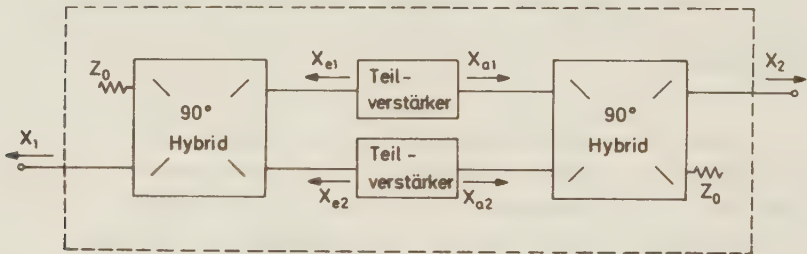


Bild 2.15: Aufbau eines balancierten Verstärkers aus zwei identischen Teilverstärkern

Die Korrelation zwischen der Eingangsrauschwellen X_1 und der Ausgangsrauschwellen X_2 des Gesamtverstärkers ergibt sich entsprechend Gl. (2.62) als Funktion der Rauschwellen X_{e1} , X_{a1} und X_{e2} , X_{a2} der Teilverstärker, wobei berücksichtigt ist, daß die Rauschwellen des Teilverstärkers 1 mit den Rauschwellen des Teilverstärkers 2 unkorreliert sind :

$$X_1^* X_2 \sim (jX_{e1} + X_{e2})^* \cdot (X_{a1} + jX_{a2}) = j(X_{e1}^* X_{a1} - X_{e2}^* X_{a2}) \quad (2.62)$$

Für den Fall identischer Teilverstärker gilt $X_{e1}^* X_{a1} = X_{e2}^* X_{a2}$, wodurch die Korrelation des Gesamtverstärkers zu Null wird. Als weiteren Vorteil erhält man für balancierte Verstärker eine Verbesserung der Eingangs- und Ausgangsanpassung.

c.) Vor die erste Verstärkerstufe werden schaltbare $0^\circ/90^\circ$ -Phasenschieber eingefügt. Dieses ist in Bild 2.16 vereinfacht dargestellt und in [18] ausführlich beschrieben. Abhängig von dem jeweiligen Schaltzustand eines $0^\circ/90^\circ$ -Phasenschiebers ändert der Korrelationsterm (siehe auch Gl. (2.61)) sein Vorzeichen. Ein schnelles Umschalten zwischen den einzelnen Schaltzuständen ist

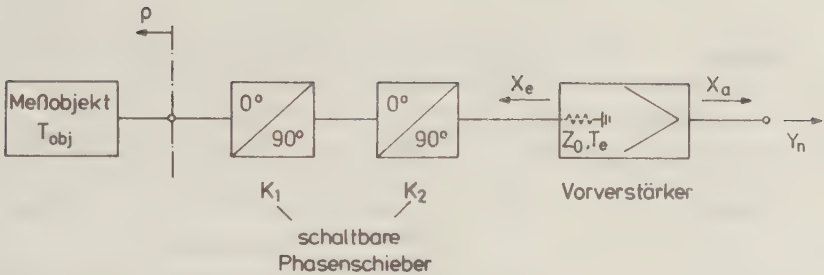


Bild 2.16: Reduktion korrelationsbedingter Meßfehler mit Hilfe schaltbarer $0^\circ/90^\circ$ -Phasenschieber

nicht erforderlich, solange die Verstärkerstufen eine gute Stabilität aufweisen. Störende Schaltspitzen lassen sich somit vermeiden. Eine zeitliche Mittelung über die Schaltzustände ermöglicht im Idealfall eine Eliminierung der Korrelation. Für einen realen Phasenschieber ergibt sich hingegen nur eine endliche Reduktion, welche durch die Kombination von mehreren Phasenschiebern jedoch zu einer zufriedenstellenden Verbesserung führt. Experimentelle Ergebnisse bei Verwendung realer Phasenschieber sind in [18] wiedergegeben.

d.) Die Rauschtemperaturmessung mit Radiometern wird stets in einem definierten Frequenzbereich gemessen. Erzeugt man für den korrelationsbedingten Meßfehler eine möglichst große Frequenzabhängigkeit in der gegebenen Bandbreite, so zeigt er als Funktion der Frequenz einen oszillierenden Verlauf. Dieses läßt sich zum Beispiel durch Allpaßnetzwerke erreichen, die den Vorverstärkern vorgeschaltet sind. Bei Verwendung identischer Verstärker mit $V_1 = V_2 = V$ in der Schaltung nach Bild 2.17 ergibt sich als korrelationsbedingter Meßfehler

$$|X_n|^2 = \frac{2}{\Delta f} \cdot \text{Re} \left\{ \int_{f_1}^{f_2} (\rho \cdot X_e \cdot X_a^* \cdot V \cdot e^{j2\varphi(f)}) df \right\} \quad (2.63)$$

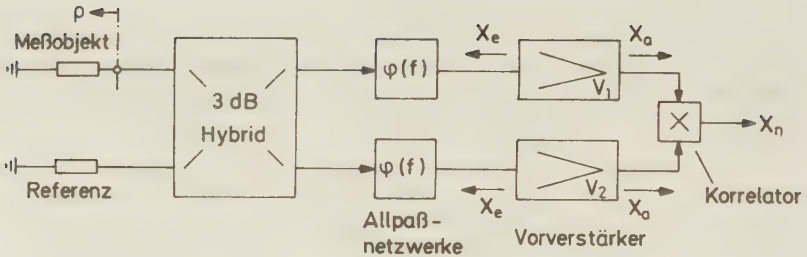


Bild 2.17: Reduktion korrelationsbedingter Meßfehler durch die Verwendung von Allpaßnetzwerken mit der frequenzabhängigen Phase $\varphi(f)$

Der über die Meßbandbreite gebildete Mittelwert von $|X_n|^2$ wird bei geeigneter Allpaßfunktion sehr klein. Da sich positive und negative Anteile unter dem Integral in Gl. (2.63) kompensieren sollen, muß $\varphi(f_1) - \varphi(f_2)$ möglichst groß sein [19].

e.) Mit angepaßten Dämpfungsgliedern vor den Vorverstärkern läßt sich der korrelationsbedingte Meßfehler reduzieren, da die Eingangsrauschwellen der Vorverstärker die Dämpfungsglieder zweimal durchlaufen. Die Meßempfindlichkeit wird nicht in gleichem Maße herabgesetzt, da das vom Meßobjekt emittierte Nutzsignal die Dämpfungsglieder nur einmal durchläuft. Wie bereits erläutert sind die Eingangs- und Ausgangsrauschwellen der angepaßten Dämpfungsglieder unkorreliert, sofern sich die Dämpfungsglieder auf homogener Temperatur befinden [16]. Hierbei ist jedoch ein Anstieg der Systemrauschzahl in Kauf zu nehmen.

f.) Im Fall eines Korrelations-Radiometers läßt sich der Einfluß der Verstärkerkorrelation auf das Meßergebnis dadurch beseitigen, daß das 180° -Hybrid in Bild 2.3 durch ein 90° -Hybrid ersetzt wird und in einen der beiden Zweige hinter dem Vorverstärker ein 90° -Phasenschieber eingefügt wird. Dieses läßt sich anhand eines vereinfachten Schaltschemas (Bild 2.18) zeigen :

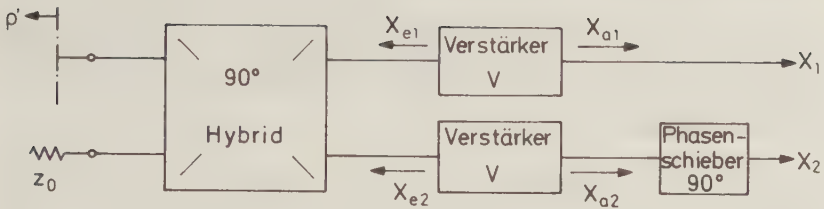


Bild 2.18: Reduktion korrelationsbedingter Meßfehler durch den Einsatz eines 90°-Hybrids in Kombination mit einem 90°-Phasenschieber

Der Beitrag Y_n der Verstärkerrauschwellen zu dem Radiometerausgangssignal ist gegeben durch

$$Y_n = \operatorname{Re} \{X_1^* \cdot X_2\} \quad (2.64)$$

mit

$$\begin{aligned} X_1^* \cdot X_2 &= \left\{ \frac{1}{2} \rho' \cdot X_{e1} \cdot V + \frac{1}{2} j \cdot \rho' \cdot X_{e2} \cdot V + X_{a1} \right\}^* \\ &\quad j \left\{ \frac{1}{2} j \cdot \rho' \cdot X_{e1} \cdot V - \frac{1}{2} \rho' \cdot X_{e2} \cdot V + X_{a2} \right\} \\ &= -\frac{1}{4} \cdot |\rho'|^2 \cdot |V|^2 \cdot (|X_{e1}|^2 + |X_{e2}|^2) + \\ &\quad + \frac{1}{2} \cdot (\rho'^* \cdot X_{e2}^* \cdot X_{a2} \cdot V^* - \rho' \cdot X_{e1} \cdot X_{a1}^* \cdot V) \end{aligned} \quad (2.65)$$

Für gleiche Verstärker ist der zweite Term in Gl. (2.65) imaginär, wodurch Y_n unabhängig von der Korrelation der Verstärkerrauschwellen wird.

Außer der letzten Methode, welche ausschließlich an das Korrelations-Radiometer gebunden ist, lassen sich sämtliche vorgenannten Maßnahmen zur Dekorrelation auf alle nullbalancierenden Radiometer anwenden. Infolge der nicht

idealen Eigenschaften realer Bauelemente ist es in der Regel erforderlich, mehrere der vorgenannten Maßnahmen zu kombinieren, um die geforderte Meßgenauigkeit zu erreichen. Eine quantitative Aussage zu den einzelnen Reduktionsmaßnahmen wird bei der Beschreibung eines realisierten Meßgerätes in Kapitel 3 gegeben.

Während die Reduktionsmaßnahme nach Punkt a) durch rein experimentelles Vorgehen gefunden wurde, lag bei den Maßnahmen nach Punkt b) bis f) der Gedanke zugrunde, Systemeigenschaften aus anderen Gebieten als der Rauschsignalverarbeitung auf das Problem der Reduktion des korrelationsbedingten Meßfehlers zu übertragen.

So ließen sich in Punkt b), c), d) und f) die Eigenschaften zunutze machen, daß durch eine geeignete Phasendrehung von Signalen die Auslöschung oder Verstärkung dieser Signale bewirkt werden kann. Der Maßnahme nach Punkt e) liegt zugrunde, daß das gewünschte Meßsignal und der unerwünschte Korrelationsbeitrag durch ein und dieselbe Komponente unterschiedlich zu beeinflussen sind.

Während bei idealen Verhältnissen der Einfluß von b) bis f) exakt berechnet werden kann, läßt sich der Einfluß von a) nur experimentell ermitteln und gegebenenfalls durch eine Rechnersimulation an Modellen qualitativ vorhersagen.

3. Entwicklung eines impedanzunabhängigen Rauschtemperatur-Meßgerätes

Basierend auf dem in Kapitel 2.2.2 diskutierten Korrelations-Radiometer wird in diesem Kapitel der Aufbau eines Rauschtemperatur-Meßgerätes beschrieben [20]. Um die Rauschtemperatur von Zweipolen unabhängig von ihrer Impedanz zu bestimmen, werden die in Kapitel 2.3.2 und 2.3.4 beschriebenen Verfahren zur Rauschtemperaturkompensation sowie zur Reduktion korrelationsbedingter Meßfehler angewendet. Das im folgenden beschriebene Radiometer wird für Frequenzen im MHz-Bereich realisiert. Ausgerichtet auf seine Anwendung als Meßgerät zur Bestimmung der Rauschtemperatur elektronischer Bauelemente, liegt die Mittenfrequenz bei 30 MHz mit einer Oktave Bandbreite, einem typischen Zwischenfrequenzbereich vieler meßtechnischer und nachrichtentechnischer Systeme.

3.1 Grundaufbau

In Bild 3.1 ist das vollständige System des impedanzunabhängigen Rauschtemperatur-Meßgerätes dargestellt. Theoretisch lassen sich die korrelationsbedingten Meßfehler bereits durch einzelne der im Kapitel 2.3.4 beschriebenen Maßnahmen ausreichend reduzieren. Experimentelle Untersuchungen ergeben jedoch, daß für eine zufriedenstellende Fehlerreduktion mehrere Maßnahmen kombiniert werden sollten. In dem Meßsystem nach Bild 3.1 sind alle Maßnahmen aus Kapitel 2.3.4 mit Ausnahme der schaltbaren $0^\circ/90^\circ$ - Phasenschieber vereinigt.

Die Vorverstärker sind als balancierte Verstärker aufgebaut (siehe Bild 2.15), wobei die Teilverstärker Rückkoppelnetzwerke zur Reduktion ihrer Korrelation enthalten. Der Einfluß korrelierter Verstärker-Rauschwellen auf das Ausgangssignal des Korrelators kann mit der Schaltung nach Bild 3.2 bestimmt werden. Aus den vier Schaltzuständen I-IV der beiden schaltbaren $0^\circ/90^\circ$ - Phasenschieber PH1 und PH2 lassen sich durch Linearkombination der entsprechenden Korrelator-Ausgangssignale Y_k die Kreuzspektren der Verstärker 1 und 2 berechnen. Für das Korrelator-Ausgangssignal Y_k gilt für einen beliebigen Schaltzustand und somit für eine beliebige Phase φ_1 bzw. φ_2 der Phasenschalter PH1 und PH2

$$\begin{aligned}
 Y_k &= \operatorname{Re} \left\{ e^{j\varphi_2} \cdot (X_{e1} \cdot e^{j\varphi_1} + X_{a2})^* \cdot (X_{e2} \cdot e^{j\varphi_1} + X_{a1}) \right\} \\
 &= \operatorname{Re} \left\{ e^{j\varphi_2} \cdot (e^{-j\varphi_1} \cdot W_{ea1} + e^{j\varphi_1} \cdot W_{ea2}^*) \right\} \quad (3.1)
 \end{aligned}$$

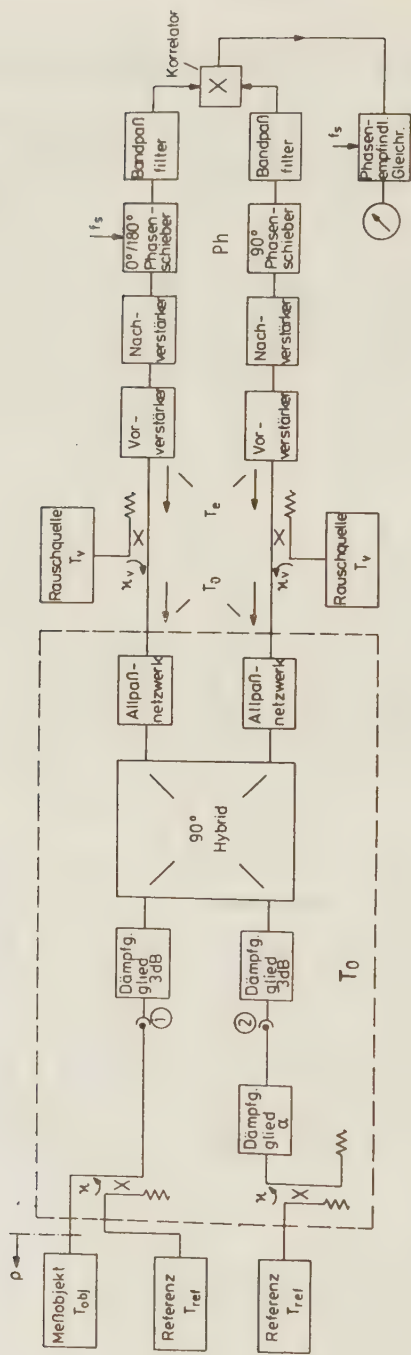


Bild 3.1: Vollständiges Blockschaltbild eines kompensierenden Korrelations-Radiometers zur Bestimmung von Rauschtemperaturen T_{obj} unabhängig von ihrer Impedanz. Die Komponenten innerhalb des gestrichelten Blocks befinden sich auf der homogenen Temperatur T_0 .

mit den Kreuzspektren W_{ea1} und W_{ea2} der Verstärker 1 und 2

$$W_{ea1} = X_{e1}^* \cdot X_{a1} \quad \text{und} \quad W_{ea2}^* = X_{e2} \cdot X_{a2}^* \quad (3.2)$$

Das Ausgangssignal Y_k in Gl. (3.1) ist auf die Verstärkung, die hier für beide Verstärker als gleich angenommen wird, normiert. In Tabelle I sind die Korrelator-Ausgangssignale für die vier Schaltzustände der Phasenschalter PH1 und PH2 aufgeführt.

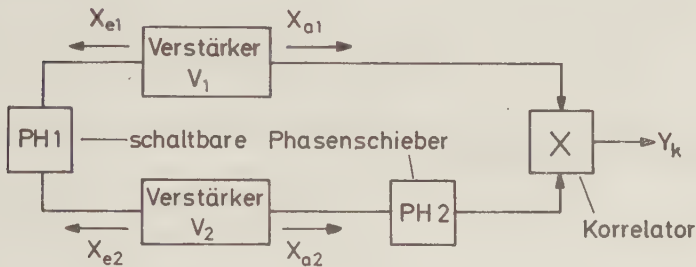


Bild 3.2: Meßschaltung zur Bestimmung der Kreuzspektren der Radiometerverstärker (V_1 und V_2)

	PH1	PH2	Y_k
I	0°	0°	$\text{Re } C_1 + \text{Re } C_2$
II	0°	90°	$-\text{Im } C_1 - \text{Im } C_2$
III	90°	0°	$\text{Im } C_1 - \text{Im } C_2$
IV	90°	90°	$\text{Re } C_1 - \text{Re } C_2$

$$C_1 = X_{e1}^* \cdot X_{a1} ; C_2 = X_{e2} \cdot X_{a2}^*$$

Tabelle I: Ausgangssignal Y_k des Korrelators nach Bild 3.2 als Funktion der Schaltzustände I - IV der beiden Phasenschalter PH1 und PH2

Für die Beträge der Kreuzspektren folgt daraus

$$|W_{ea1}| = \frac{1}{2} [(Y_I + Y_{IV})^2 + (Y_{III} - Y_{II})^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$|W_{ea2}^*| = \frac{1}{2} [(Y_I - Y_{IV})^2 + (Y_{III} + Y_{II})^2]^{\frac{1}{2}} \quad (3.3)$$

Das Ergebnis nach Gl. (3.3) enthält die Annahme, daß die Verstärkungen V_1 und V_2 der beiden Verstärker gleich sind und zwar nach Betrag und Phase. Mit Hilfe eines variablen Dämpfungsgliedes lassen sich gleiche Beträge $|V_1|$ und $|V_2|$ herstellen. Der Einfluß einer Phasendifferenz $\Delta\varphi$ der Verstärker auf die Kreuzspektren wird für $|W_{ea1}|$ berechnet. Es ergibt sich dann aus Gl. (3.1) das Korrelator-Ausgangssignal Y_k'

$$Y_k' = \operatorname{Re} \{ e^{j\Delta\varphi} \cdot e^{j\varphi_2} \cdot (e^{-j\varphi_1} \cdot W_{ea1} + e^{j\varphi_1} \cdot W_{ea2}^*) \} \quad (3.4)$$

Analog der Schaltzustände in Tabelle I ergibt sich

$$Y_I' + Y_{IV}' = 2 \cdot \operatorname{Re} \{ W_{ea1} \} \cdot \cos \Delta\varphi - 2 \cdot \operatorname{Im} \{ W_{ea1} \} \cdot \sin \Delta\varphi$$

$$Y_{III}' - Y_{II}' = 2 \cdot \operatorname{Im} \{ W_{ea1} \} \cdot \cos \Delta\varphi + 2 \cdot \operatorname{Re} \{ W_{ea1} \} \cdot \sin \Delta\varphi \quad (3.5)$$

Aus den Gl'n. (3.3) und (3.5) folgt für $|W_{ea1}|^2$

$$\frac{1}{4} [(Y_I' + Y_{IV}')^2 + (Y_{III}' - Y_{II}')^2] =$$

$$\begin{aligned}
 &= (\operatorname{Re} \{W_{\text{eal}}\})^2 \cdot \cos^2 \Delta\varphi + (\operatorname{Im} \{W_{\text{eal}}\})^2 \cdot \sin^2 \Delta\varphi \\
 &+ (\operatorname{Re} \{W_{\text{eal}}\})^2 \cdot \sin^2 \Delta\varphi + (\operatorname{Im} \{W_{\text{eal}}\})^2 \cdot \cos^2 \Delta\varphi \\
 &- 2 \operatorname{Re} \{W_{\text{eal}}\} \cdot \operatorname{Im} \{W_{\text{eal}}\} \cdot \cos \Delta\varphi \cdot \sin \Delta\varphi \\
 &+ 2 \operatorname{Re} \{W_{\text{eal}}\} \cdot \operatorname{Im} \{W_{\text{eal}}\} \cdot \cos \Delta\varphi \cdot \sin \Delta\varphi \\
 &= (\operatorname{Re} \{W_{\text{eal}}\})^2 + (\operatorname{Im} \{W_{\text{eal}}\})^2 = |W_{\text{eal}}|^2 \quad (3.6)
 \end{aligned}$$

Man erhält somit wieder das Ergebnis aus Gl. (3.3), womit gezeigt ist, daß Phasenänderungen, wie sie beim Abgleich der Verstärkerkorrelation leicht auftreten können, sich auf die Ermittlung der Kreuzspektren nicht auswirken. Für das Kreuzspektrum $W_{\text{ea}2}^*$ gilt Gl. (3.6) entsprechend.

Die Korrelation zwischen Eingangs- und Ausgangsrauschen bei einem Transistorverstärker ist im wesentlichen abhängig von den elektrischen Daten des verwendeten Transistors selbst. Entsprechend dem jeweils gewählten Transistor und seiner Beschaltung, kann die Korrelation in weiten Bereichen variieren [21]. Für einen einstufigen Transistorverstärker (hier: BFT 66 in Emitterschaltung) ergeben sich bei einer mittleren Stromverstärkung von $\beta \approx 50$ in erster Näherung Korrelationswerte unterhalb von 0,5. Auf diesen Grenzwert soll sich die folgende Reduktion korrelationsbedingter Meßfehler beziehen. Mit dem Meßverfahren nach Bild 3.2 läßt sich für die Verstärkerkorrelation durch Variation der Gegenkopplung und Feineinstellung der Arbeitsströme I_B und I_C (siehe Bild 2.14) ein Minimum erreichen. Die zwei zuvor beschriebenen Reduktionsmaßnahmen sind bezüglich der Fehlerreduktion jedoch nicht multiplikativ. Für den balancierten Verstärker mit korrelationsreduzierenden Maßnahmen an den Teilverstärkern ergab sich experimentell eine Gesamtreduktion der Verstärkerkorrelation um 14 dB. Dieses entspricht einer Verbesserung des Ausgangsspannungsfehlers um 28 dB.

Eine Maßnahme, welche nur auf das Korrelations-Radiometer anzuwenden ist, besteht in dem Einsatz des 90° -Hybrids in Kombination mit dem 90° -Phasenschieber (Ph in Bild 3.1) hinter einem der beiden Nachverstärker. Neben der Reduzierung der Ausgangsfehlerspannung um 6 dB, die jedes 3 dB-Hybrid be-

wirkt, wurde durch diese spezielle Maßnahme eine gesamte Verbesserung um 11 dB gemessen. Dieser Wert hängt im besonderen auch von der Gleichheit der beiden hier verwendeten Vorverstärker ab (siehe auch Gl. (2.65)), welche durch die oben beschriebene individuelle Dekorrelation der Teilverstärker nicht immer genügend gewährleistet ist. Im Fall eines Korrelations-Radiometers ist die Fehlerspannung jeweils die am Ausgang des Korrelators auftretende Spannung für den Fall, daß die Eingänge der beiden Radiometerzweige durchverbunden sind. Bezug wird hierbei auf die Fehlerspannung genommen, die sich für den Fall ergibt, daß für die Radiometerverstärker keine korrelationsreduzierenden Maßnahmen angewendet werden. Auf diese Weise läßt sich ausschließlich der Einfluß der Verstärkerrauschwellen auf das Korrelationssignal bestimmen.

Zwischen dem 90° -Hybrid und den Vorverstärkern in Bild 3.1 sind Allpaß-Netzwerke eingefügt, die im Bereich der Meßbandbreite von 20 MHz bis 40 MHz eine Änderung der Phase ungefähr um den Faktor π bewirken. Dieses führt, abhängig von der Phasenänderung des Meßobjektes, zu einer Reduktion der Fehlerausgangsspannung um mindestens 14 dB. Dieses Ergebnis wurde experimentell ermittelt und ist unabhängig von den anderen angewendeten Reduktionsmaßnahmen. Eine exakte Berechnung dieses Wertes ist nur schwer möglich, da neben dem frequenzabhängigen Reflexionsfaktor des Meßobjektes auch die Frequenzabhängigkeit der Korrelation $X_e \cdot X_a^*$ und der Verstärkung V nach Gl. (2.63) in das Ergebnis eingehen.

Schließlich sind die Eingangstore des 90° -Hybrids jeweils mit einem 3 dB-Dämpfungsglied beschaltet (Bild 3.1). In Übereinstimmung mit der Theorie wird eine Reduktion der Fehlerspannung um 6 dB erreicht. Dieser Wert ist multiplikativ zu den Reduktionsfaktoren der übrigen Verfahren, sofern die Isolation zwischen den nicht verkoppelten Toren des 90° -Hybrids genügend hoch ist. Durch die Dämpfungsglieder wird die Anpassung an den Eingangstoren des Radiometers zusätzlich verbessert, doch hat dieses eine Verschlechterung der Rauschzahl um 3 dB zur Folge.

Zur Vermeidung zusätzlicher Korrelationsbeiträge durch verlustbehaftete und in der Praxis nicht ideal angepaßte Komponenten, z.B. das 90° -Hybrid, ist es nötig, diese Komponenten auf eine homogene Temperatur, vorzugsweise die Umgebungstemperatur T_0 , zu bringen. Diese Notwendigkeit wird bereits in Kapitel 2.3.2 beschrieben und abgeleitet. Wie in der Schaltung in Bild 3.1

gezeigt ist, wurde für eine Temperaturhomogenität die Eingangsrauschtemperaturen T_e der Vorverstärker künstlich auf die Umgebungstemperatur T_0 angeheben. Eine vereinfachte Darstellung nach Bild 3.3 soll dieses verdeutlichen.

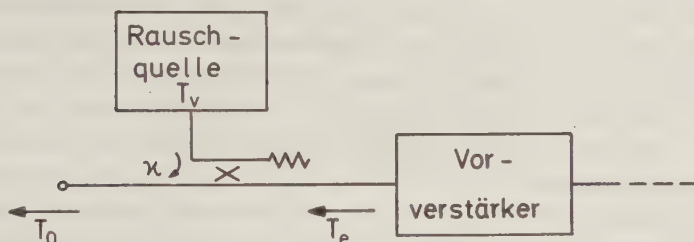


Bild 3.3: Erhöhung der Verstärkereingangsrauschtemperatur T_e durch die Einkopplung zusätzlicher Rauschleistung der Rauschquelle mit der Temperatur T_v

In der Regel liegt die Eingangsrauschtemperatur rauscharmer Verstärker ungefähr bei $T_0/2$. Durch Hinzufügen zusätzlichen Rauschens ist eine Anhebung der Temperatur auf T_0 möglich. Die Rauschleistung einer Rauschquelle mit der Temperatur T_v wird über einen Koppler entsprechend Bild 3.3 in den Empfängerzweig des Radiometers eingespeist. Um die Verluste in dem Empfängerzweig möglichst gering zu halten, wird ein 20dB-Koppler mit geringer Einfügedämpfung in seinem Hauptzweig und guter Direktivität zu seinem Koppelzweig verwendet. Die Forderung an die Rauschtemperatur T_v in Bild 3.3 berechnet sich aus Gl. (3.7) zu

$$T_0 = T_e \cdot (1 - \kappa) + T_v \cdot \kappa$$

$$T_v = \frac{1}{\kappa} \cdot (T_0 - T_e) + T_e \quad (3.7)$$

Für eine Eingangsrauschtemperatur von z.B. $T_e = T_0/2$ und dem Koppelfaktor $\kappa = 0,01$ entsprechend einer Koppeldämpfung von 20dB ergibt sich nach Gl. (3.7) die Rauschtemperatur der zusätzlichen Rauschquelle $T_v = 50,5 \cdot T_0$. Als kommerzielle Rauschquellen mit einer festen Rauschleistung stehen Rauschdioden

zur Verfügung, die, im Lawinendurchbruch betrieben, für jeweils bestimmte Rauschleistungen ausgelegt sind. Für eine Rauschquelle, die den beliebigen Verhältnissen der jeweils verwendeten Vorverstärker angepaßt werden muß, ist solch eine Rauschdiode wenig geeignet. Als eine einfache Lösung erweist es sich, die Eingangsbeschaltung eines rauscharmen HF-Verstärkers mit einer angepaßten ohmschen Last der Temperatur T_0 durchzuführen, so daß sich am Verstärkerausgang die um einen variablen Verstärkungsfaktor verstärkte Rauschtemperatur ergibt. Die Verstärkerausgangsrauschtemperatur T_V ist proportional der einzukoppelnden Rauschleistung. Ein Abgleich auf die gewünschte Temperatur T_0 erfolgt an einem Radiometer für angepaßte Meßobjekte. Die Kombination aus dem Vorverstärker, dem Koppler und der zusätzlichen Rauschquelle stellt dann das Meßobjekt dar. Die Vorverstärker haben bereits aufgrund ihres Aufbaus als balancierte Verstärker eine gute Anpassung, so daß die Meßobjekt-konfiguration nur mit einer angepaßten Abschlußimpedanz als Referenz verglichen werden muß. Die Komponenten auf homogener Temperatur sind in Bild 3.1 gestrichelt eingerahmt. Durch Anwendung aller zuvor beschriebener Maßnahmen zur Unterdrückung des Fehlereinflusses durch korrelierte Verstärkerrauschwellen ergab sich aus der Summe der Einzelreduktionen von 28 dB + 11 dB + +14 dB + 6 dB = 59 dB eine Gesamtreduzierung der Ausgangsfehlerspannung ungefähr um den Faktor 1000 ($\approx$ 60 dB). Dieses Ergebnis steht in guter Übereinstimmung mit der Forderung an die Meßgenauigkeit, wie sie in einem Beispiel in Kapitel 2.3.3 für den Fall gestellt wurde, daß der korrelationsbedingte Meßfehler von 200 Kelvin auf einen akzeptierbaren Fehler von 0,2 Kelvin zu reduzieren war. Die Nachverstärker in Bild 3.1 sorgen für eine ausreichend hohe Leistungsverstärkung und somit für den erforderlichen Leistungspegel an den Eingängen des Korrelators. Identische Bandpaßfilter, jeweils in einem Zweig des Korrelations-Radiometers, legen die Meßbandbreite fest. Aufgrund der Vorteile einer Wechelsignaldetektion am Ausgang des Korrelators ist in einem Radiometerzweig hinter dem Verstärker ein schaltbarer $0^\circ/180^\circ$ -Phasenschieber eingefügt, welcher mit der Taktfrequenz $f_T = 1$ kHz geschaltet wird. Das Korrelatorausgangssignal enthält somit das 1 kHz-Wechelsignal, das mit Hilfe eines phasenempfindlichen Gleichrichters (PSD) detektiert wird. In Kapitel 2.2.2 wurde bereits darauf eingegangen, daß der Nullabgleich mit Hilfe einer Wechelsignaldetektion die Gleichspannungsdriften sowie den Gleichspannungs-"Offset" des Korrelators beseitigt. Als weiterer Vorteil der Wechelsignal-detektion ergibt sich, daß in dem Meßsystem nach Bild 3.1 anstelle eines Multiplizierers als Korrelator ein einfacher Mischer verwendet werden kann.

3.2 Der Korrelator

Für die Ableitung des Korrelatorausgangssignals werden die Beziehungen aus Bild 3.4 verwendet.

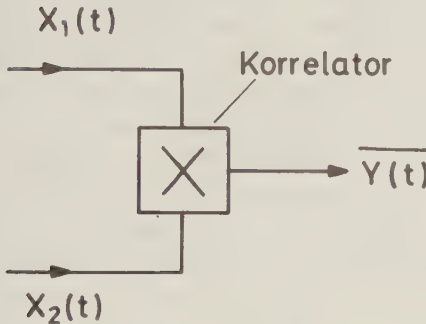


Bild 3.4: Schaltbild zur Herleitung der Signalbeziehungen an einem Korrelator

Gefordert ist, daß das Korrelatorausgangssignal $y(t)$ sich zu Null ergeben muß, wenn die beiden Eingangssignale $x_1(t)$ und $x_2(t)$ unkorreliert sind. Theoretisch läßt sich dieses einfach durch die Verwendung eines Multiplizierers mit nachgeschaltetem Tiefpaß bzw. Integrator erreichen. Für einen idealen Multiplizierer ergibt sich das Ausgangssignal

$$\bar{y} = c \cdot \overline{x_1 \cdot x_2} \quad (3.8)$$

mit c als Multiplikationskonstanten. Neben dem Produkt $x_1(t) \cdot x_2(t)$ enthält das Ausgangssignal eines realen Multiplizierers gewöhnlich noch weitere Terme. Als Mittelwert läßt sich allgemein angeben

$$y = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} c_{mn} \cdot \overline{x_1^m \cdot x_2^n} \quad \text{mit } c_{mn} \text{ reell} \quad (3.9)$$

Dieser wird für den Fall unkorrelierter Eingangssignale nicht notwendigerweise zu Null, was im folgenden gezeigt wird. Die Mittelwerte $\overline{x_1^m \cdot x_2^n}$ lassen sich aus der charakteristischen Funktion der Eingangssignale herleiten [5].

Für unkorrelierte Gauß-Prozesse (thermisches Rauschen und Schrot-Rauschen sind zum Beispiel Gauß-Prozesse [6]) ergibt sich:

$$\overline{x_1^m \cdot x_2^n} = \frac{1}{j^{m+n}} \cdot \left[\frac{d^m}{dv_1^m} e^{-\frac{1}{2} \overline{x_1^2} \cdot v_1^2} \cdot \frac{d^n}{dv_2^n} e^{-\frac{1}{2} \overline{x_2^2} \cdot v_2^2} \right] \bigg|_{v_1=v_2=0} \quad (3.10)$$

Die n-te Ableitung der Funktion e^{av^2} ist gegeben durch

$$\frac{d^n}{dv^n} e^{av^2} = e^{av^2} \cdot \sum_{k=0}^n \frac{a^k}{k!} \cdot \frac{n!}{(n-2k)!} \cdot (2av)^{n-2k}$$

mit

$$k = \begin{cases} \frac{n}{2} & \text{für gerade } n \\ \frac{n-1}{2} & \text{für ungerade } n \end{cases} \quad (3.11)$$

Aus Gl. (3.11) folgt, daß $\overline{x_1^m \cdot x_2^n}$ für alle Kombinationen von m und n zu Null wird, außer wenn m und n gleichzeitig gerade sind. Setzt man $m=2k$ und $n=2l$, so ergibt sich für $\bar{y}$ schließlich das Ergebnis:

$$\bar{y} = \sum_{k=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} c_{2k2l} \cdot \frac{(2k)! \cdot (2l)!}{2^{k+l} \cdot k! \cdot l!} \cdot (\overline{x_1^2})^k \cdot (\overline{x_2^2})^l \quad (3.12)$$

Für den Fall eines nicht idealen Multiplizierers ergibt sich somit am Ausgang des Korrelators ein zur Eingangsleistung proportionales DC-Fehlersignal. Für einen idealen Multiplizierer erhält man nach zeitlicher Mittelung lediglich das Ausgangssignal $\bar{y} = c \cdot \overline{x_1 \cdot x_2}$ mit c als Multiplikationskonstante. Ein periodischer Vorzeichenwechsel von x_1 oder x_2 bewirkt gleichzeitig einen

Vorzeichenwechsel von $\bar{y}$. Die Störterme nach Gl. (3.12) mit $(\bar{x}_1^2)^k \cdot (\bar{x}_2^2)^l$ bleiben von einem Vorzeichenwechsel aufgrund ihres quadratischen Ausdrucks jedoch unbeeinflusst. Dieses läßt sich zur Eliminierung sämtlicher Störterme ausnutzen. In Kombination mit einem periodisch geschalteten $0^\circ/180^\circ$ - Phasenschieber (siehe Bild 3.1) ergibt sich dann die Kreuzkorrelation $\overline{x_1 \cdot x_2}$ der Eingangssignale und folglich das zugehörige Korrelatorausgangssignal $\bar{y}$ als periodische Zeitfunktion. Das DC-Fehlersignal nach Gl. (3.12) bleibt unbeeinflusst. Wird nur das Wechselsignal detektiert, z.B. mit einem phasempfindlichen Detektor, so wird das Fehlersignal eliminiert. Selbst für einen nicht idealen Multiplizierer verschwindet das Korrelatorausgangssignal für unkorrelierte Eingangssignale. Es ist daher nicht erforderlich, einen idealen Multiplizierer zu verwenden. Jede Schaltung, welche die Eingangssignale entsprechend Gl. (3.9) verknüpft, z.B. ein einfacher Schottky-Diodenmischer, kann verwendet werden. Dieses bedeutet eine wesentlich vereinfachte Realisierung eines Korrelators, was besonders bei hohen Frequenzen von Vorteil ist. Es soll an dieser Stelle noch ergänzend angemerkt werden, daß das oben beschriebene Verfahren nur für den Fall eines Nullabgleichs gilt, da unter dieser Voraussetzung das Korrelatorausgangssignal verschwinden soll.

3.3 Meßsystem für Objekttemperaturen oberhalb der Umgebungstemperatur

Die Bestimmung der Objekttemperatur erfolgt nach Gl. (2.53) über den Nullabgleich am Ausgang des Radiometers mit Hilfe der Referenztemperatur T_{ref} der variablen Referenzrauschquellen. Nach Gl. (3.7) kann für die von den Eingangstoren des Radiometers emittierte Rauschtemperatur die Umgebungstemperatur T_0 in Gl. (2.54) eingesetzt werden. Es folgt der einfache Zusammenhang:

$$T_{\text{obj}} = \kappa \cdot T_{\text{ref}} + (1 - \kappa) \cdot T_0 \quad (3.13)$$

Der Schaltung nach Bild 3.1 entnimmt man, daß das Meßsystem für einen Temperaturabgleich zwei unkorrelierte geeichte Referenzrauschquellen benötigt, welche ein gutes Gleichlaufverhalten bezüglich ihrer variablen Temperatur T_{ref} aufweisen müssen. Anstelle der beiden unkorrelierten identischen Rauschquellen ist auch eine Rauschquelle mit nachgeschaltetem Leistungsteiler denk-

bar. An den beiden Ausgängen des Leistungsteilers treten dann zwei Rauschwellen aus, die naturgemäß korreliert sind. Diese Korrelation ist für die Messung unkritisch, solange sie in dem Frequenzbereich, in dem die Messungen erfolgen sollen, rein reell ist. Dann befindet sich der Korrelationsterm der Referenzrauschwellen im Imaginärteil des zu messenden Kreuzspektrums, während das Nutzsignal im Realteil enthalten ist. Hierin liegt jedoch bereits die Schwierigkeit, da die beiden Zweige des in der Praxis nicht perfekten Leistungsteilers unterschiedliche Phasenverläufe und ungleiche Dämpfungen besitzen. Das Kreuzspektrum der beiden Rauschwellen kann somit eine komplexe Größe werden und würde einen zusätzlichen Fehler verursachen. Als Referenzrauschquellen dienen standardisierte Rauschdioden mit einer festen Rauschtemperatur. Die Abstimmung dieser Rauschdioden wird jeweils durch identische PIN-Diodenabschwächer vorgenommen. Die PIN-Diodenabschwächer sind gut angepaßt, breitbandig ausgeführt und lassen sich in einem weiten Dämpfungsbereich variieren [22]. Aus der Reihenschaltung von Rauschdiode und nachgeschaltetem PIN-Diodenabschwächer ergibt sich nach dem Dissipationstheorem [6] die Referenztemperatur T_{ref} in Gl. (3.13). Die Referenztemperatur läßt sich somit prinzipiell aus der Steuerspannung des PIN-Diodenabschwächers bestimmen. Hierdurch bietet sich die Möglichkeit, die Rauschtemperaturmessung zu automatisieren. Ein vereinfachtes Blockschaltbild soll dieses verdeutlichen. Das Meßsystem nach Bild 3.1 ist hier bis auf die für die Automatisierung notwendigen Komponenten als impedanzunabhängiges Korrelations-Radiometer in einem Block dargestellt. Das Radiometerausgangssignal U_a soll das Ausgangssignal des Nullindikators (PSD) sein. Beide Referenzrauschquellen sind zu einer Rauschquelle zusammengefaßt, da sie bezüglich ihrer Steuerspannung und somit ihrer Temperatur T_{ref} identisch aufgebaut sind. Wird ein Meßobjekt an das Radiometer nach Bild 3.5 angeschaltet, so ergibt sich für den zunächst nicht abgeglichenen Zustand eine von Null verschiedene Ausgangsspannung U_a . Dieser Spannungssprung wird auf die Regeleinheit, einen PID-Regler, gegeben, dessen Ausgangsspannung U_p den PIN-Diodenabschwächer der Referenz solange nachregelt, bis die Spannung U_a zu Null wird. Dieses ist dann der Fall, wenn die Referenzrauschquelle die Gl. (3.13) erfüllt. Zwischen der Steuerspannung U_p und der Objekttemperatur besteht also ein direkter Zusammenhang. Da dieser Zusammenhang in der Regel nicht linear ist und keiner einfachen Gesetzmäßigkeit gehorcht, wird zu der Temperaturanzeige ein Mikrorechner eingesetzt. Durch Eichmessungen mit einer bekannten Rauschquelle als Meßobjekt läßt sich in einer Tabelle der Zusammenhang zwischen U_p und T_{obj} für den gewünschten Meßbereich aufnehmen. Diese Tabelle wird in einen Speicher des Mikrorechners eingelesen

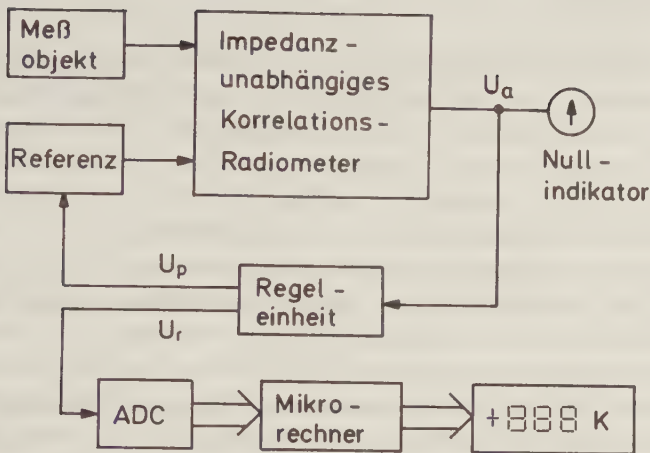


Bild 3.5: Automatisierung der Rauschtemperaturmessung eines unbekannten Meßobjektes mit Mikrorechner-gesteuerter Anzeige der Objekttemperatur in Kelvin

und ermöglicht dann bei einem unbekannten Meßobjekt die Zuordnung der Spannung U_p zu der gemessenen Objekttemperatur T_{obj} . Für den Mikrorechner wird eine der Spannung U_p proportionale Spannung U_r am Regler abgenommen und einem Analog-Digital-Konverter (ADC) zugeführt. Aufgrund einer endlichen Regelabweichung schwankt die dem Regler entnommene Ausgangsspannung U_r um einen zeitlichen Mittelwert. Zur Reduzierung einer hierdurch verursachten Meßunsicherheit werden $256 = 2^8$ Spannungswerte von U_r im zeitlichen Abstand von 15 ms aufgenommen und nach der A/D-Wandlung im Mikrorechner digital gemittelt. Die weitere Verarbeitung des gemittelten Spannungswertes erfolgt im Mikrorechner selbst und wird dort für eine numerische Anzeige in Kelvin weiterverarbeitet. Schaltungstechnische Einzelheiten hierzu sind dem Anhang zu entnehmen.

3.4 Meßsystem für "kalte" Rauschtemperaturen mit ungekühlten Referenz-Rauschquellen

Mit handelsüblichen Rauschquellen, z.B. Rauschröhren oder Halbleiterrauschdioden, lassen sich aufgrund physikalischer Effekte nur Rauschtemperaturen erzeugen, deren minimaler Wert durch die Umgebungstemperatur T_0 gegeben ist. Werden diese Rauschquellen als Referenzrauschquellen in einem Radiometer-System nach Bild 3.1 eingesetzt, so ist nach Gl. (3.13) die minimale zu bestimmende Objekttemperatur gerade die Umgebungstemperatur T_0 . Für Rauschtemperaturmessungen an Objekten mit Temperaturen kleiner als T_0 , z.B. an Schottky-Dioden oder Frequenzkonvertern, können diese Rauschquellen als Referenz nicht benutzt werden. Bei den bisher bekannten Verfahren ist es daher notwendig, die Referenzquellen und/oder Teile des Meßsystems tiefzukühlen, z.B. mit flüssigem Stickstoff [23, 24]. Durch eine Reihenschaltung von z.B. einer "heißen" Rauschquelle und einem nachgeschalteten, bei 77 K stickstoffgekühlten Dämpfungsglied, läßt sich eine Rauschquelle mit Temperaturen unterhalb von T_0 realisieren. Dies stellt jedoch einen erheblichen technischen Aufwand dar, der den Anwendungsbereich eines Meßsystems stark einschränkt. Hierzu ist ein Verfahren entwickelt worden, daß die Messung von Rauschtemperaturen unterhalb der Umgebungstemperatur T_0 ohne die Verwendung tiefgekühlter Rauschquellen gestattet [25].

Bei dem Ansatz für eine Lösung geht man wieder davon aus, daß für ein null-balancierendes Radiometer die spektralen Leistungsdichten an den beiden Eingangstoren des Radiometers gleich sein müssen. In Bild 3.6 ist der Fall

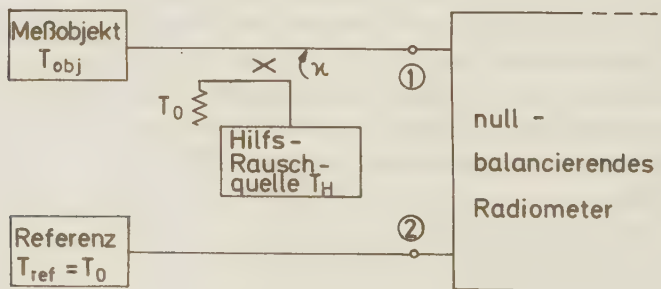


Bild 3.6: Meßschaltung für angepaßte Meßobjekte mit $T_{obj} \leq T_0$

eines angepaßten Meßobjektes mit der Rauschtemperatur T_{obj} und der Referenztemperatur $T_{\text{ref}} = T_0$ dargestellt. Gleichzeitig mit T_{obj} gelangt über einen Richtkoppler mit dem Koppelfaktor κ die Rauschtemperatur T_H einer Hilfsrauschquelle an das Tor ① des Radiometers. Für gleiche Rauschleistungen an Tor ① und ② folgt der Zusammenhang:

$$T_{\text{obj}} = T_0 - \kappa \cdot T_H \quad (3.14)$$

Nach Gl. (3.14) lassen sich somit Objekttemperaturen messen, die entsprechend T_H unterhalb der Umgebungstemperatur T_0 liegen.

Dieses Grundprinzip läßt sich ebenfalls auf Messungen von nicht angepaßten Meßobjekten übertragen. Dazu wird das Meßsystem nach Bild 3.1 um die Schaltungsmaßnahme aus Bild 3.6 erweitert. Da die schaltungstechnischen Änderungen sich ausschließlich auf den Eingangskreis des Radiometers beziehen, wird der Übersichtlichkeit wegen der Teil des Meßsystems hinter den Toren ① und ② in Bild 3.1 allgemein als nullbalancierendes Radiometer in einem Block dargestellt. Durch Hinzufügen der Hilfsrauschquelle (T_H) und eines zusätzlichen Richtkopplers (κ_2) im Meßzweig ist für die Herstellung eines Temperaturgleichgewichts an den Toren ① und ② ein zusätzliches Dämpfungsglied (α_2) im Referenzzweig nötig. Das so erweiterte Meßsystem zeigt Bild 3.7.

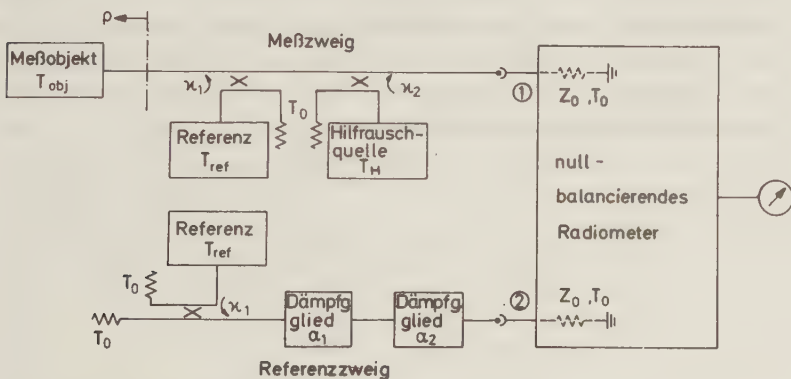


Bild 3.7: Meßsystem zur impedanzunabhängigen Bestimmung von Objekttemperaturen $T_{\text{obj}} \leq T_0$ und $T_{\text{obj}} \geq T_0$

Die Berechnung der Schaltung in Bild 3.7 erfolgt analog Gl. (2.50). Die Eingangstore ① und ② des Radiometers sind angepaßt und geben eine der Temperatur T_0 proportionale Rauschleistung ab. Die Gesamtrauschleistung an den Toren 1 und 2 ergibt sich somit zu:

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_B \Delta f} P_1 = & T_{\text{obj}} \cdot (1 - |\rho|^2) \cdot (1 - \kappa_1) \cdot (1 - \kappa_2) + \\ & + T_{\text{ref}} \cdot |\rho|^2 \cdot \kappa_1 \cdot (1 - \kappa_1) \cdot (1 - \kappa_2) + T_H \cdot \kappa_2 + \\ & + T_0 \cdot [|\rho|^2 \cdot (1 - \kappa_1)^2 \cdot (1 - \kappa_2)^2 + \kappa_1 \cdot (1 - \kappa_2) + \\ & + |\rho|^2 \cdot \kappa_2 \cdot (1 - \kappa_1)^2 \cdot (1 - \kappa_2)] \end{aligned} \quad (3.15)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{k_B \Delta f} P_2 = & T_{\text{ref}} \cdot \kappa_1 \cdot (1 - \kappa_1) \cdot (1 - \kappa_2) + \\ & + T_0 \cdot [(1 - \kappa_1)^2 \cdot (1 - \kappa_2) + \kappa_1 \cdot (1 - \kappa_2) + \kappa_2] \end{aligned} \quad (3.16)$$

In den Gl'n. (3.15) und (3.16) ist bereits berücksichtigt, daß die Dämpfungen α_1 und α_2 mit den Koppelfaktoren κ_1 und κ_2 entsprechend $\alpha_1 = 1 - \kappa_1$ und $\alpha_2 = 1 - \kappa_2$ verknüpft sind. Dieses läßt sich leicht dadurch realisieren, daß die Dämpfungsglieder durch entsprechende Koppler ersetzt werden, deren Koppeltore reflexionsfrei abgeschlossen sind und sich auf der Temperatur T_0 befinden. Ein Gleichsetzen der Rauschleistungen P_1 und P_2 aus den Gl'n. (3.15) und (3.16) ergibt für die Objekttemperatur:

$$T_{\text{obj}} = \kappa_1 \cdot (T_{\text{ref}} - T_0) + T_0 - (T_H - T_0) \cdot \frac{\kappa_2}{(1 - |\rho|^2) \cdot (1 - \kappa_1) \cdot (1 - \kappa_2)} \quad (3.17)$$

Um den Reflexionsfaktor aus Gl. (3.17) zu eliminieren, wird die Gesamtmesung in zwei Schritten durchgeführt.*

Schritt I: Die Referenzrauschquellen sind abgeschaltet und befinden sich somit auf der Umgebungstemperatur $T_{\text{ref}}^I = T_0$. Der Nullabgleich wird mit der Hilfsrauschquelle durchgeführt und ergibt sich für $T_H = T_H^I$. Für die Objekttemperatur nach Gl. (3.17) erhält man:

$$T_{\text{obj}} = T_0 - (T_H^I - T_0) \cdot \frac{\kappa_2}{(1 - |\rho|^2) \cdot (1 - \kappa_2) \cdot (1 - \kappa_1)} \quad (3.18)$$

Schritt II: Die Obertemperatur $T_H - T_0$ wird um einen Faktor n erhöht, so daß $T_H^{II} - T_0 = n \cdot (T_H^I - T_0)$ gilt. Der Nullabgleich wird jetzt mit Hilfe der variablen Referenzrauschquellen durchgeführt und ergibt sich für $T_{\text{ref}} = T_{\text{ref}}^{II}$. Nach Gl. (3.17) erhält man für die Objekttemperatur:

$$T_{\text{obj}} = (T_{\text{ref}}^{II} - T_0) \cdot \kappa_1 + T_0 - n \cdot (T_H^I - T_0) \cdot \frac{\kappa_2}{(1 - |\rho|^2) \cdot (1 - \kappa_1) \cdot (1 - \kappa_2)} \quad (3.19)$$

Durch Multiplizieren der Gl. (3.18) mit dem Faktor n und Subtrahieren von Gl. (3.19) läßt sich der Reflexionsfaktor ρ eliminieren, so daß für die Objekttemperatur gilt:

$$T_{\text{obj}} = T_0 - \frac{\kappa_1}{n-1} \cdot (T_{\text{ref}}^{II} - T_0) \quad (3.20)$$

Ein geeigneter Faktor ist $n = 2$, der durch Einfügen eines 3dB-Dämpfungsgliedes vor der Hilfsrauschquelle realisiert werden kann. Das Dämpfungsglied

*Schaltungstechnische Erläuterungen siehe hierzu Anhang S. 94/94a

befindet sich auf der Umgebungstemperatur T_0 . Daß damit gerade die Übertemperatur $T_{H\ddot{u}} = T_H - T_0$ der Hilfsrauschquelle um den Faktor 2 reduziert wird, soll hier kurz erläutert werden. Nach dem Dissipationstheorem erhält man für die Reihenschaltung aus einer Rauschquelle mit beliebiger Temperatur T' und einem Dämpfungsglied mit dem Dämpfungsfaktor α und der Temperatur T_0 die Rauschtemperatur T_H der Hilfsrauschquelle entsprechend Gl. (3.21).

$$T_H = (1 - \alpha) \cdot T_0 + T' \cdot \alpha \quad (3.21)$$

Für die Übertemperatur $T_{H\ddot{u}}$ folgt daraus:

$$T_{H\ddot{u}} = T_H - T_0 = \alpha \cdot (T' - T_0) \quad (3.22)$$

Die Größe $T' - T_0$ gibt aber gerade die Übertemperatur von T' an und ist nach Gl. (3.22) über den Dämpfungsfaktor mit $T_{H\ddot{u}}$ proportional verknüpft. Ein 3dB-Dämpfungsglied entsprechend dem Dämpfungsfaktor $\alpha = 0,5$ liefert das oben bereits beschriebene Ergebnis. Damit vereinfacht sich Gl. (3.20) zu:

$$T_{\text{obj}} = T_0 - \kappa_1 \cdot (T_{\text{ref}}^{\text{II}} - T_0) \quad \text{für } n = 2 \quad (3.23)$$

Aus Gl. (3.23) ergibt sich, daß für die Messung von T_{obj} der Wert T_H der Hilfsrauschquelle nicht bekannt sein muß. Die Anforderung an die Hilfsrauschquelle besteht lediglich darin, daß sie variabel und während der Messung stabil sein muß. Für den Fall, daß im Meßschritt I kein Nullabgleich möglich ist, folgt für die Objekttemperatur T_{obj} , daß sie oberhalb der Umgebungstemperatur T_0 liegt. Es wird im folgenden $T_H = T_0$ gesetzt, wodurch sich T_{obj} entsprechend Gl. (3.13) bestimmt zu:

$$T_{\text{obj}} = T_0 + \kappa_1 \cdot (T_{\text{ref}}^{\text{II}} - T_0) \quad (3.24)$$

Die Gln. (3.23) und (3.24) zeigen, daß hiermit ein Meßsystem zur Verfügung steht, das die Bestimmung von Rauschtemperaturen sowohl unterhalb von T_0 (im Prinzip bis 0 K) als auch oberhalb von T_0 bis zu sehr hohen Temperaturen erlaubt. Das hier entwickelte Verfahren läßt sich auf alle nullbalancierenden Radiometer anwenden. Für Frequenzbereiche, in denen Zirkulatoren eingesetzt werden können, läßt sich die Schaltung nach Bild 2.9 entsprechend den Maßnahmen aus Bild 3.7 erweitern. In dem Meßzweig der Schaltung nach Bild 2.9 ist lediglich die Rauschleistung einer Hilfsrauschquelle einzukoppeln. Bei genügend hoher Rückwärtsdämpfung im Meßzweig wirken sich die Rauschwellen des Radiometervorverstärkers nicht mehr störend aus, so daß in dem Referenzzweig nur noch eine zusätzliche Dämpfung realisiert werden muß, die ein Gleichgewicht zu den Verlusten des Zirkulators, des Kopplers für die Hilfsrauschquelle und der eventuellen Richtungsleitungen darstellt.

3.5 Die Auswerteeinheit

Am Ende von Kapitel 3.3 wurde bereits darauf eingegangen, daß die Bestimmung des Temperaturwertes eines Meßobjektes aus der Steuerspannung der stromgesteuerten Referenzrauschquellen erfolgt. Im Kapitel 3.4 ist das Rauschtemperaturmeßsystem auf die Messung "kalter" Rauschtemperaturen erweitert worden, wodurch sich der Aufwand für die Durchführung einer Messung erhöht hat. Dieses muß bei der Automatisierung der Messung berücksichtigt werden. Im Gegensatz zur Messung von Temperaturen oberhalb von T_0 erfolgt die Messung unterhalb von T_0 in zwei Meßschritten. Für jeden Meßschritt ist entsprechend den Gln. (3.18) und (3.19) ein getrennter Nullabgleich durchzuführen. Die Durchführung des 2-Schritt-Meßverfahrens wird von einer Mikrorechner-gesteuerten Signalauswertungseinheit übernommen. Wird ein Meßobjekt mit der Temperatur $T_{\text{obj}} < T_0$ an das Radiometer geschaltet, so muß zunächst mit der Hilfsrauschquelle das Radiometerausgangssignal zu Null geregelt werden. Dieses geschieht mit Hilfe eines PID-Reglers [26], wobei das Radiometerausgangssignal U_a gleich der Regelgröße ist. Die Referenzrauschquelle wird über U_r auf den Wert T_0 gebracht. Im Bild 3.8 ist die Beschaltung des Radiometersystems nach Bild 3.7 mit der zugehörigen Regeleinheit und Meßwertausgabe schematisch dargestellt. Über die Ausgangsgröße U_n des Reglers wird die Hilfsrauschquelle solange nachgeregelt, bis sich die Regelabweichung zu Null ergibt. Da die Führungsgröße des Reglers nach Voraussetzung gleich Null ist, sind Regelgröße und Regelabweichung identisch. Nach erfolgtem Nullabgleich soll die Rauschtemperatur der Hilfsrauschquelle um einen Faktor $n = 2$ ($\hat{=}$ 3dB)

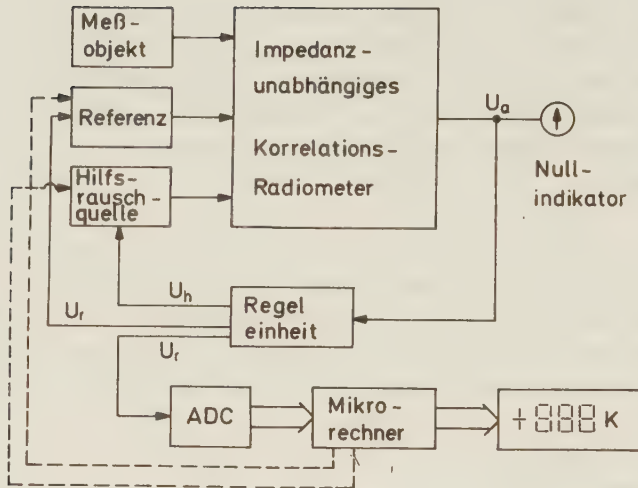


Bild 3.8: Signalauswerteeinheit und Meßzyklussteuerung für ein Radiometer zur Messung von $T_{obj} \leq T_O$ und $T_{obj} \geq T_O$.

— Signalleitungen
 - - - Steuerleitungen

erhöht werden. Hierzu wird der Wert von T_H , der sich für den Nullabgleich ergeben hat, durch einen digitalen Zwischenspeicher über die Steuergröße U_h gespeichert. Ein für den ersten Meßschritt in Reihe geschaltetes 3dB-Dämpfungsglied wird für den zweiten Meßschritt weggeschaltet, so daß sich für die Übertemperatur $T_H - T_O$ der Hilfsrauschquelle der Wert $2 \cdot (T_H - T_O)$ ergibt. Am Ausgang des Radiometers tritt somit eine von Null verschiedene Größe auf, welche die Regelabweichung für den zweiten Meßschritt darstellt. Mit dem gleichen PID-Regler, der beim ersten Nullabgleich verwendet wird, läßt sich über die Ausgangsgröße U_r die Referenzrauschquelle nachregeln, so daß sich die Regelabweichung wieder zu Null ergibt. Die Verwendung eines gemeinsamen PID-Regelers für beide Meßschritte ist möglich, weil die Hilfsrauschquelle für die Dauer der Zwischenspeicherung ihres Temperaturwertes durch die Reglerausgangsgröße nicht weiter beeinflußt wird. Nach Gl. (3.23) bestimmt sich die unbekannte Objekttemperatur aus der Referenztemperatur des zweiten Meßschrittes. Mit der Referenztemperatur ist eine die Referenzrauschquelle steuernde Spannung verknüpft. Die Kenntnis dieses Zusammenhangs

erhält man aus Eichmessungen mit bekannten Objekttemperaturen. Die Temperaturanzeige erfolgt ebenfalls über die Mikrorechner-gesteuerte elektronische Signalauswertungseinheit. Das Reglerausgangssignal, welches die Referenzrauschquellen steuert, wird durch einen Analog-Digital-Konverter digitalisiert (ADC in Bild 3.8) und von einem Mikrorechner zur Weiterverarbeitung übernommen. Der 8 Bit-Mikrorechner (INTEL 8085A) ermittelt mit Hilfe einer in einem Festwertspeicher (ROM INTEL 2716) abgespeicherten Tabelle unter Berücksichtigung der Gl. (3.23) die Objekttemperatur und zeigt diese dezimal an. Die hiermit realisierte automatische Meßwerterfassung ermöglicht die Ermittlung von Rauschtemperaturen sowohl im Bereich von "kalten" Temperaturen (im Prinzip bis 0K) als auch im Bereich "heißer" Temperaturen. Vergleicht man die Beziehung zwischen der Objekttemperatur T_{obj} und der Referenztemperatur T_{ref} sowohl für "kalte" als auch für "heiße" Temperaturen entsprechend den Gln.(3.23) und (3.24), so ergibt sich ein Unterschied lediglich in dem Vorzeichen des Referenzterms. Für Temperaturmessungen, die $T_{obj} = 2 \cdot T_0$ nicht übersteigen, läßt sich die Spannungs-Temperatur-Tabelle in dem Festwertspeicher des Mikrorechners vereinfachen. Aus zwei Tabellen des Festwertspeichers lassen sich aus ein und derselben Referenzspannung U_r sowohl die Objekttemperaturen des Bereichs $0 \text{ K} \leq T_{obj} \leq T_0$ als auch des Bereichs $T_0 \leq T_{obj} \leq 2 \cdot T_0$ ermitteln. Die Wahl der dem jeweiligen Temperaturbereich entsprechenden Tabelle wird ebenfalls von der Signalauswertungseinheit übernommen. Die benötigte Meßzeit von 24 Sekunden für die Ermittlung einer Objekttemperatur setzt sich zusammen aus der Ausregelzeit des PID-Reglers im ersten Meßschritt (8 sec), der digitalen Mittelung von 256 Spannungswerten zur Ansteuerung der Hilfsrauschquelle (4 sec), der Ausregelzeit des PID-Reglers im zweiten Meßschritt (8 sec) und der digitalen Mittelung von 256 Spannungswerten zur Ansteuerung der Referenzrauschquelle (4 sec). Nähere technische Einzelheiten über die Signalauswerteeinheit und die Meßzyklussteuerung sowie ein Protokoll des entwickelten Maschinenprogramms können dem Anhang entnommen werden.

3.6 Eichmessungen zur Abschätzung der erreichbaren Meßgenauigkeit

Das im Kapitel 3.3 und 3.4 beschriebene und realisierte Meßsystem wurde in bezug auf seine erreichbare Meßgenauigkeit untersucht. Im Vordergrund steht die Messung der Rauschtemperatur fehlangepaßter Meßobjekte sowohl im Bereich unterhalb als auch oberhalb der Umgebungstemperatur T_0 . Für Eichmessungen eignen sich Rauschquellen, deren Rauschtemperatur und Impedanz innerhalb der

Meßbandbreite des Radiometers bekannt sind. Es handelt sich hierbei um standardisierte Rauschquellen mit bekannten "weißen" Rauschspektren und einer Impedanz von Z_0 , die gleich der Leitungsimpedanz des Radiometersystems ist. Eine künstliche Fehlanpassung wird simuliert, indem man zu dem Ausgangstor der geeichten Rauschquelle eine nahezu verlustlose Kapazität in Form eines Luft-Drehkondensators parallel schaltet. Der Kondensator verursacht keinen zusätzlichen Rauschbeitrag [6] und ermöglicht für den Betrag des Reflexionsfaktors $|\rho|$ Werte zwischen 0 und 1 zu realisieren. Die Messungen sind bei den Objekttemperaturen $T_{obj} = 77 \text{ K}$ und $T_{obj} = 586 \text{ K} = 2 \cdot T_0$ durchgeführt worden, um die Zuverlässigkeit des Meßsystems bei Temperaturen sowohl unterhalb als auch oberhalb der Umgebungstemperatur zu prüfen. Das Meßobjekt für $T_{obj} = 77 \text{ K}$ ist eine reelle Abschlußimpedanz mit dem Wert Z_0 , die sich in einem Gefäß mit flüssigem Stickstoff befindet. Die Temperatur $T_{obj} = 2 \cdot T_0$ wird einer geeichten variablen Rauschquelle entnommen, die aus einer Röhrendiode besteht. Der relative Meßfehler $\Delta T/T_{obj}$ bei den gemessenen Temperaturen wird als Funktion des Betrags des Leistungsreflexionsfaktors $|\rho|^2$ im Bereich 20 MHz - 40 MHz ermittelt. Die Ergebnisse sind in Bild 3.9 wiedergegeben.

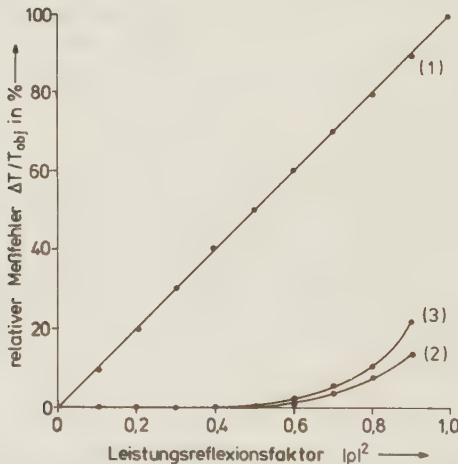


Bild 3.9: Relativer Temperatur-Meßfehler als Funktion des Leistungsreflexionsfaktors $|\rho|^2$.

- (1) Radiometer ohne Kompensation der Fehlanpassung.
- (2) Radiometer mit Kompensation der Fehlanpassung bei $T_{obj} = 586 \text{ K}$
- (3) Radiometer mit Kompensation der Fehlanpassung bei $T_{obj} = 77 \text{ K}$

Bei einer Fehlanpassung von z.B. 50% ($|\rho|^2 = 0,5$) beträgt der absolute Fehler ΔT für die Objekttemperatur $T_{\text{obj}} = 586 \text{ K} = 2 \cdot T_0$ nur 3 K. Während zur Rauschtemperaturmessung oberhalb von T_0 nur die Referenzrauschquellen dienen, werden für Messungen unterhalb von T_0 zusätzlich eine regelbare Hilfsrauschquelle und ein zuschaltbares 3dB-Dämpfungsglied benötigt. Diese zusätzlichen Komponenten erhöhen die Fehlerempfindlichkeit bei der Messung stark fehlangepaßter Meßobjekte, da das nicht ideale Verhalten dieser einzelnen Komponenten sich den systembedingten Toleranzen überlagert. Die experimentell ermittelten Kurven (2) und (3) in Bild 3.9 zeigen zufriedenstellende Meßmöglichkeiten sowohl bei warmen als auch bei kalten Rauschtemperaturen für Reflexionsfaktoren bis zu etwa 50% entsprechend einer Reflexionsdämpfung von 3dB. In diesem Bereich liegen die relativen Temperaturmeßfehler noch unterhalb von 2%. Bei weiter zunehmender Fehlanpassung macht sich der nicht ideale Gleichlauf zwischen den beiden Referenzrauschquellen bemerkbar. Während bei angepaßten Meßobjekten lediglich eine Referenzrauschquelle (siehe auch Bild 3.1) den Nullabgleich bewirkt, nimmt der Einfluß der zweiten Referenzrauschquelle bei größer werdender Fehlanpassung aufgrund der Kompensation ständig zu. Beide Referenzrauschquelle sind somit über einen weiten Temperaturbereich gleichermaßen zu variieren, wozu jeweils ein variabler PIN-Diodenabschwächer dient. Durch die Wahl gleicher PIN-Dioden und Bauelementen mit Toleranzen von 1% lassen sich für die beiden PIN-Diodenabschwächer Dämpfungsverläufe realisieren, die über den gesamten Variationsbereich von ca. 40dB untereinander eine Abweichung von $\leq 0,3\text{dB}$ aufweisen. Diese Abweichung reicht jedoch schon aus, um bei starken Fehlanpassungen große Meßfehler zu erhalten. Mit Hilfe einer Symmetrierung lassen sich bereichsweise identische Dämpfungsverläufe für die beiden PIN-Diodenabschwächer erzielen. Eine hohe Zuverlässigkeit des Meßsystems erhält man somit, wenn der Meßbereich auf den jeweils gewünschten Temperaturbereich begrenzt wird [27].

Eine Messung mit abgeglichenen Dämpfungsverläufen der PIN-Diodenabschwächer wurde beispielhaft für die Temperatur von 450 K durchgeführt. Bis zu einer Fehlanpassung von 80% lag der Meßfehler bei 5 K = 1%. Erst bei weiterer Erhöhung der Fehlanpassung auf 90% stieg der Meßfehler auf 15 K = 3% an. Dieses Beispiel soll lediglich zeigen, wie eine Genauigkeitsverbesserung bei der Messung stark fehlangepaßter Objekte möglich ist. Für nachfolgende Messungen ist eine derartige Begrenzung des Temperaturbereichs jedoch nicht wünschenswert. Außerdem sind die hierbei auftretenden Reflexionsfaktoren besser als 50%, wodurch eine ausreichende Meßgenauigkeit (siehe Bild 3.9) gegeben ist.

Weitere Anforderungen, die an das Radiometer gestellt werden, bestehen in der Verwendung rauscharmer Vorverstärker sowie deren stabiler Versorgungsspannung. Zu diesem Zweck werden die Vorverstärker mit einer Batteriespannung versorgt. Durch eine zusätzliche Stabilisierung wird die Versorgungsspannung auf einen Wert begrenzt, der 20% unterhalb der Batteriespannung liegt. So kann selbst bei Absinken der Batteriespannung während des Betriebes eine Verschiebung des Arbeitspunktes der Transistorvorverstärker und somit deren Verstärkerspezifikationen vermieden werden. Weiterhin ist für eine gute Abschirmung gegen äußere Störeinstrahlung zu sorgen. Hierzu wurden sämtliche Komponenten in Messinggehäuse bzw. Weißblechgehäuse eingebaut und untereinander mit doppelt abgeschirmtem Kabel verbunden.

4. Experimentelle Bestimmung der Rauschtemperatur elektronischer Bauelemente

Das im dritten Kapitel entwickelte Rauschtemperatur-Meßgerät soll unter anderem für die Messung an elektronischen Bauelementen eingesetzt werden. Für die Güte von elektronischen Bauelementen ist die Kenntnis des Rauschverhaltens von großem Interesse. Neben der Rauschzahl lassen sich elektronische Bauelemente durch eine äquivalente Rauschtemperatur beschreiben [28], die mit Hilfe von Radiometern bestimmt werden kann. Gemessen wird somit eine Zweipol-Rauschtemperatur $T_{\text{äq}}$, die nicht gleichbedeutend mit der Systemrauschtemperatur T_s von Vierpolen ist. Als Zweipol-Meßobjekt sollen hier pn-Dioden, PIN-Dioden und Schottky-Dioden untersucht werden. In der Hochfrequenztechnik interessiert insbesondere das Rauschverhalten von Frequenzkonvertern, das überwiegend durch die im Mischer verwendeten Schottky-Dioden bestimmt wird. Die Rauschtheorie des Mixers [29], insbesondere die Aussage, daß die äquivalente Rauschtemperatur ungefähr gleich der halben physikalischen Temperatur ist, soll mit dem entwickelten Meßsystem überprüft werden.

Bei der Behandlung von Fehlereinflüssen auf das Radiometersignal wurde in Kap. 2.3 unter anderem die Eingangsrauschtemperatur T_e der Radiometerverstärker genannt. Messungen an dem Eingang eines rauscharmen HF-Verstärkers, wie er im Radiometer selbst verwendet wird, sollen zeigen, in welchem Bereich T_e liegt, und wie sich dieser Wert beeinflussen läßt. Die Messungen werden in dem Frequenzbereich von 20 MHz bis 40 MHz durchgeführt, weil hier die Zwischenfrequenz vieler nachrichtentechnischer bzw. meßtechnischer Systeme liegt.

4.1 Die Rauschtemperatur von Halbleiterdioden

Von den unterschiedlichen Rauschmechanismen, die in Halbleiterdioden eine Rolle spielen können [30], überwiegen in diesem Frequenzbereich das thermische Rauschen und das Schrot-Rauschen. Ursache für das thermische Rauschen ist im wesentlichen der Bahnwiderstand einer Diode, der für reale Dioden ungleich Null ist. Das Schrot-Rauschen ergibt sich als Folge der Ladungsträgerbewegung in der Raumladungszone und ist meist der dominierende Rauschmechanismus in einer Diode.

Gemessen wird die Rauschtemperatur einer Diode als Funktion ihres statischen Vorstroms. Abhängig von dem Vorstrom ändert sich die Diodenimpedanz, was auf-

grund des impedanzunabhängigen Meßverfahrens auf die Messung keinen Einfluß haben soll. Nun zeigten die Eichmessungen mit fehlangepaßten Meßobjekten nach Bild 3.9, daß für stark fehlangepaßte Objekte der systembedingte Meßfehler zunimmt. Um die Zuverlässigkeit der Meßergebnisse zu gewährleisten, soll die Fehlanpassung kontrolliert werden. Hierzu wird die Reflexionsdämpfung, wie sie sich zwischen der Diode als Meßobjekt und dem Radiometer ergibt, mit einem Netzwerkanalysator gemessen. Abhängig von dem Diodenvorstrom interessiert hierbei der Betrag der Reflexionsdämpfung in dem Frequenzbereich, in dem die Rauschtemperaturmessung erfolgt. Die Reflexionsdämpfung $|a_D|$ ergibt sich mit ρ aus Gl. (2.44) zu

$$|a_D| = 10 \log |\rho|^2 \quad (4.1)$$

4.1.1 Die pn-Diode

Für eine zunächst ideale pn-Diode gilt der Zusammenhang zwischen Strom und Spannung [30]

$$I_D = I_S \cdot [\exp \left(\frac{q \cdot U}{k_B \cdot T} \right) - 1] \quad (4.2)$$

In Gl. (4.2) ist I_S der Sättigungsstrom der Diode und $k_B T/q$ gleich der Temperaturspannung

$$U_T = \frac{k_B \cdot T}{q} = 25,27 \text{ mV für } T = 293 \text{ K} \quad (4.3)$$

Der Diodenstrom I_D setzt sich aus zwei Stromanteilen zusammen, einem Vorwärtsstrom I_V und einem Rückwärtsstrom I_R , der gleich dem Sättigungsstrom I_S ist. Damit läßt sich Gl. (4.2) auch in folgender Form schreiben:

$$I_D = I_V - I_R = (I_D + I_S) - I_S \quad (4.4)$$

Die beiden Ströme I_V und I_r sind unkorreliert und zeigen volles Schrot-Rauschen. Mit der Schottky- Beziehung [6]

$$W_i(f) = 2 \cdot q \cdot I \quad (4.5)$$

läßt sich für den Strom I_D in Gl. (4.4) das zugehörige Leistungsspektrum W_{iD} angeben.

$$\begin{aligned} W_{iD} &= W_{iV} + W_{ir} \\ &= 2 \cdot q \cdot (I_D + 2 I_S) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Die Ableitung des Diodenstroms I_D nach der Spannung U ergibt den differentiellen Sperrschichtleitwert der Diode

$$G_S = \frac{\partial I_D}{\partial U} = \frac{q}{k_B T} \cdot (I_D + I_S) = \frac{1}{U_T} \cdot (I_D + I_S) \quad (4.7)$$

wobei in Gl. (4.7) G_S keine Funktion der Frequenz ist, solange sich Laufzeiteffekte und Trägerlebensdauer nicht auswirken [6]. Setzt man das Ergebnis von Gl. (4.7) in Gl. (4.6) ein, erhält man für das Leistungsspektrum des Stromes:

$$W_{iD} = 2 \cdot k_B \cdot T \cdot G_S + 2 \cdot q \cdot I_S \quad (4.8)$$

Über die nachfolgende Gleichung wird für die Diode eine effektive Rauschtemperatur T_{eff} definiert [6] :

$$W_{iD} = 4 k_B \cdot T_{eff} \cdot G_S \quad (4.9)$$

Aus den Gl.n. (4.7), (4.8) und (4.9) läßt sich dann die effektive Rauschtemperatur einer pn-Diode bestimmen.

$$T_{\text{eff}} = \frac{1}{2} T_0 + \frac{1}{2} T_0 \cdot \frac{I_S}{I_S + I_D} \quad (4.10)$$

Der Gl. (4.10) entnimmt man, daß für das thermodynamische Gleichgewicht, also $I_D = 0$, die effektive Rauschtemperatur der Diode erwartungsgemäß gleich der Umgebungstemperatur T_0 ist. Als weiteres interessantes Ergebnis erhält man für hohe Ströme in Flußrichtung ($I_D \gg I_S$), daß sich eine pn-Diode mit vernachlässigbarem Bahnwiderstand wie eine thermisch rauschende Impedanz der Temperatur $T_0/2$ verhält. Um das Rauschverhalten einer realen Halbleiterdiode zu beschreiben, reicht die Beziehung nach Gl. (4.2) jedoch nicht aus. In guter Näherung läßt sich der Zusammenhang zwischen Strom und Spannung für eine reale Diode folgendermaßen angeben:

$$I_D = I_S \cdot \left[\exp \left(\frac{U - R_B \cdot I_D}{n \cdot U_T} \right) - 1 \right] \quad (4.11)$$

In Gl. (4.11) ist n der Idealitätsfaktor und beschreibt das nicht exakt exponentielle Verhalten der Diodenkennlinie [31]. Der Faktor n kann dabei Werte zwischen 1 und 2 annehmen. Der Faktor $R_B \cdot I_D$ berücksichtigt den bei größeren Strömen zunehmenden Spannungsabfall an den Bahnwiderständen R_B im p- und n-Gebiet der Diode. Der Widerstand R_B zeigt thermisches Rauschen, welches unkorreliert mit dem Schrot-Rauschen des Sperrschichtwiderstandes $R_S = 1/G_S$ ist. Beide Rauschquellen liegen in Reihe, so daß sich nach dem Dissipationstheorem für die zusammengesetzte Anordnung aus R_B und R_S die effektive Rauschtemperatur T_{eff} für eine reale pn-Diode herleiten läßt [32].

$$T_{\text{eff}} = \frac{T_S \cdot R_S + T_0 \cdot R_B}{R_S + R_B} \quad (4.12)$$

Unter Berücksichtigung des Idealitätsfaktors n ergibt sich für den differentiellen Sperrschichtleitwert

$$G_S = \frac{I_D + I_S}{n \cdot U_T} = \frac{1}{R_S} \quad (4.13)$$

und somit für das Schrot-Rauschen der Diode:

$$T_s = \frac{1}{2} T_0 + \frac{1}{2} T_0 \cdot \frac{n \cdot I_s + (n-1) \cdot I_D}{n \cdot I_s + I_D} \quad (4.14)$$

In der Gl. (4.14) ist bereits berücksichtigt, daß sich der Faktor n erst oberhalb eines minimalen Stromes I_D auswirkt. Werden die Gln. (4.13) und (4.14) in die Gl. (4.12) eingesetzt, so erhält man die effektive Rauschtemperatur einer realen pn-Diode als Funktion ihres Diodenstroms.

$$T_{\text{eff}} = T_0 \cdot \frac{\frac{n^2 \cdot U_T}{2} \cdot \frac{(I_D + 2 \cdot I_s)}{(I_D + I_s) \cdot (n \cdot I_s + I_D)} + R_B}{\frac{n \cdot U_T}{I_D + I_s} + R_B} \quad (4.15)$$

Setzt man den Bahnwiderstand R_B zu Null und $n=1$, so reduziert sich Gl. (4.15) wieder auf den Fall der idealen Diode nach Gl. (4.10). Während bei einer idealen pn-Diode mit steigendem Diodenstrom ihre Rauschtemperatur bis auf den Wert der halben physikalischen Umgebungstemperatur $T_0/2$ abfällt, kann man für eine reale Diode entsprechend Gl. (4.15) einen anderen Verlauf für T_{eff} erwarten. Für $I_D = 0$ ist auch hier $T_{\text{eff}} = T_0$. Mit steigendem I_D fällt T_{eff} zunächst auf einen minimalen Wert ab. Für kleine Bahnwiderstände liegt dieser Wert bei $n \cdot T_0/2$ (siehe auch Gl. (4.14)). Ein weiter ansteigender Diodenstrom läßt die effektive Rauschtemperatur jedoch wieder anwachsen, im Grenzfall bis auf den Wert von T_0 . Hochstromeffekte sollen hierbei vernachlässigt sein. Ursache für den Anstieg der Temperatur ist nach Gl. (4.12) und (4.15) das Zusammenwirken von R_s und R_B .

Die zuvor durchgeführten Betrachtungen für die Rauschtemperatur einer Diode treffen zu, solange der Leitwert G_s des pn-Übergangs keine Funktion der Frequenz ist. Bereits bei mäßig hohen Frequenzen, z.B. 100 MHz, zeigen pn-Übergänge eine Frequenzabhängigkeit ihres Kleinsignalleitwertes $G(f)$. Der Realteil $G(f)$ nimmt mit wachsender Frequenz zu, so daß sich mit $G(f) \geq G_s$ für das Rauschen der pn-Diode folgender Zusammenhang ergibt:

$$W_{iD} = 4 k_B \cdot T \cdot [G(f) - G_s] + 2 \cdot q \cdot [I_D + 2 \cdot I_s] \quad (4.16)$$

Dieses wird in der Literatur gezeigt und dort näher erläutert [6]. Der pn-Übergang zeigt also bei allen Frequenzen das volle Schrot-Rauschen und zusätzlich das thermische Rauschen des Leitwertes $[G(f) - G_s]$. Mit den Gln. (4.7), (4.9) und (4.16) berechnet sich die effektive Rauschtemperatur T_{eff} des pn-Überganges als Funktion der Frequenz:

$$\frac{T_{eff}}{T_0} = 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{G_s}{G(f)} \cdot \frac{I_D}{I_D + I_s} \quad (4.17)$$

Bei niedrigen Frequenzen ist $G(f) = G_s$, wodurch die Gl. (4.17) den Wert von Gl. (4.10) annimmt. Für hohe Frequenzen ist $G(f) \gg G_s$ und damit $T_{eff} = T_0$. Der pn-Übergang rauscht dort nach der Nyquist-Beziehung.

Ausgehend von dieser theoretischen Vorbetrachtung wurde das Rauschverhalten der pn-Diode als Funktion des Diodenstroms I_D entsprechend der Beschaltung nach Bild 4.1 ermittelt. Der Vorwiderstand R_V dient der Einprägung des Diodenstroms I_D , hat aber keinen Einfluß auf die zu messende Rauschtemperatur der Diode selbst. Es wurden Messungen an mehreren pn-Dioden durchgeführt. Alle Dioden zeigten prinzipiell einen ähnlichen Verlauf der effektiven Rauschtemperatur als Funktion ihres Diodenstroms. Als Beispiel für typische Ergebnisse sind die Messungen an der Siliziumdiode 1 N 4148 in den Diagrammen in Bild 4.2

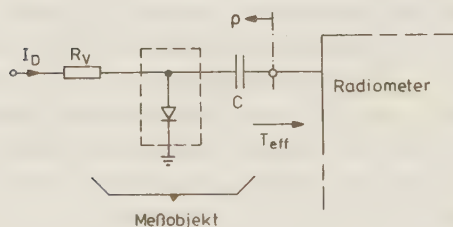
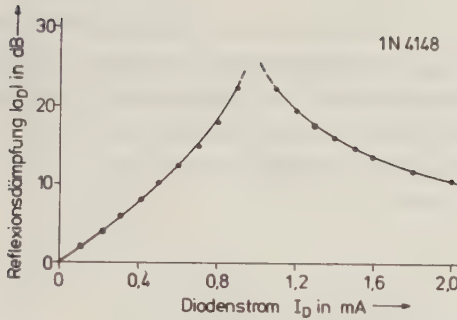
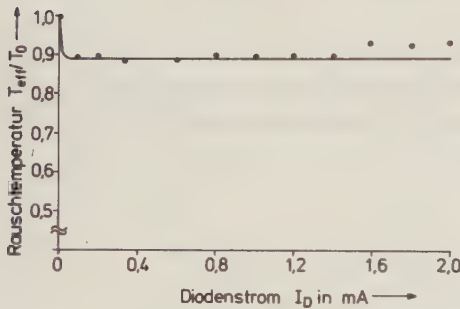


Bild 4.1: Halbleiterdiode als Meßobjekt mit der effektiven Rauschtemperatur T_{eff}

wiedergegeben. Neben dem Verlauf der effektiven Rauschtemperatur T_{eff} wurde die Reflexionsdämpfung $|a_D|$ der Diode, ebenfalls als Funktion des Diodenstroms I_D , aufgenommen. Entsprechend dem Verlauf der Diodenkennlinie ändert sich die Diodenimpedanz als Funktion des Diodenstroms vom Leerlauf, über einen Punkt optimaler Anpassung bis nahezu dem Kurzschluß bei hohen Strömen.



a) Reflexionsdämpfung $|a_D|$ als Funktion des Diodenstroms I_D



b) effektive Rauschtemperatur T_{eff} als Funktion des Diodenstroms I_D .
 — theoretische Kurve
 • Meßwerte

Bild 4.2: Messungen an der pn-Diode 1 N 4148. Ermittelte Diodenparameter:
 $n = 1,76$, $I_S = 1,1 \text{ nA}$, $R_B = 2\Omega$.

Die berechnete Kurve in Bild 4.2 ergibt sich aus der statischen Diodenkennlinie. Die Werte für U_T , I_S und R_B lassen sich durch Analyse der Gleichstromkennlinie [33] in erster Näherung gut ermitteln. Für den Sperrschichtleitwert wurde die niederfrequente Näherung berücksichtigt, so daß $G(f) = G_S$ gilt. Eingesetzt in Gl. (4.7) und (4.15) erhält man den im Diagramm (Bild 4.2.b) gezeigten Verlauf. Meßergebnisse und berechnete Werte stimmen gut überein. Abweichungen bei sehr kleinen Strömen ($<100 \mu\text{A}$) ergeben sich aufgrund starker Fehlanpassung ($|a_D| < 3 \text{ dB}$, Bild 4.2.a).

4.1.2 Die Schottky-Diode

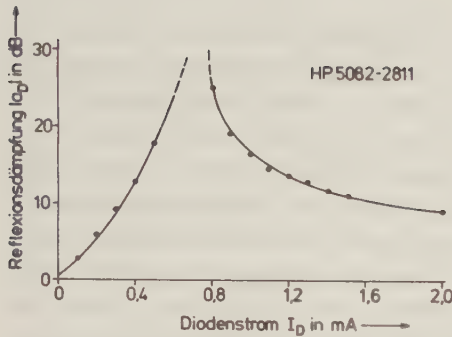
Neben den pn-Dioden interessieren in der HF-Technik vor allem Schottky-Dioden als nichtlineare Widerstände. Im Gegensatz zu pn-Dioden treten bei Schottky-Dioden keine Rekombinationen von Ladungsträgern mit verschiedenen Vorzeichen auf, so daß sich bei Schottky-Dioden sehr hohe Grenzfrequenzen erreichen lassen [31]. Der Zusammenhang zwischen Strom und Spannung einer Schottky-Diode ergibt sich entsprechend der pn-Diode zu

$$I_D = I_S \cdot [\exp (\frac{U - R_B \cdot I_D}{n \cdot U_T}) - 1] \quad (4.18)$$

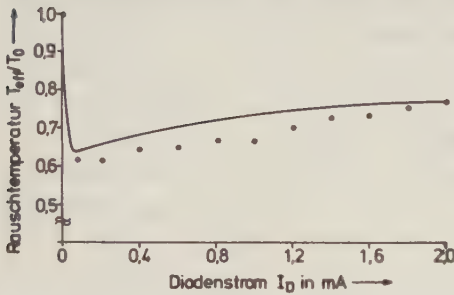
Für Schottky-Dioden liegen typische Werte von n im Bereich $1,02 \dots 1,2$. Entsprechend den Ableitungen für die pn-Diode ergibt sich für die effektive Rauschtemperatur der Schottky-Diode unter Berücksichtigung von Bahnverlusten und einem nicht idealen Kennlinienverlauf:

$$T_{\text{eff}} = T_0 \cdot \frac{\frac{n^2 \cdot U_T}{2} \cdot \frac{(I_D + 2 \cdot I_S)}{(I_D + I_S) \cdot (n \cdot I_S + I_D)} + R_B}{\frac{n \cdot U_T}{I_D + I_S} + R_B} \quad (4.19)$$

Als Beispiel für typische Ergebnisse bei Schottky-Dioden wurde die experimentelle Ermittlung der Rauschtemperatur an der schnellen Schottky-Diode HP 5082-2811 vorgenommen. Der Verlauf der effektiven Rauschtemperatur T_{eff} sowie die durch Fehlanpassung bedingte Reflexionsdämpfung $|a_D|$ (siehe Gl. (4.1)) sind als Funktion des Diodenstroms I_D in Bild 4.3 dargestellt. Der berechnete Verlauf der Rauschtemperatur ergibt sich wieder entsprechend dem Verfahren nach [33], wobei die ermittelten Größen n , I_S , U_T und R_B eingesetzt in Gl. (4.19) unter Verwendung von Gl. (4.7) die entsprechende Kurve im Diagramm in Bild 4.3.b ergeben. Wie schon bei der pn-Diode stimmen auch hier die Meßwerte mit dem berechneten Verlauf gut überein. Im Gegensatz zu der pn-Diode zeigt die Schottky-Diode jedoch geringeres Rauschen, was darauf zurückzuführen ist, daß Schottky-Dioden ein geringeres n haben als pn-Dioden. Die Gl.n. (4.15) und (4.19) lassen den Einfluß des Idealitätsfaktors sowie des Bahn-



a) Reflexionsdämpfung $|a_D|$ als Funktion des Diodenstroms I_D



b) effektive Rauschtemperatur T_{eff} als Funktion des Diodenstroms I_D .

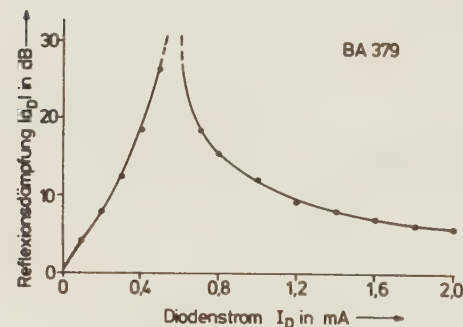
— theoretische Kurve
• Meßwerte

Bild 4.3: Messungen an der Schottky-Diode HP 5082-2811 . Ermittelte Diodenparameter: $n = 1,27$, $I_S = 7,65$ nA , $R_B = 9,8\Omega$

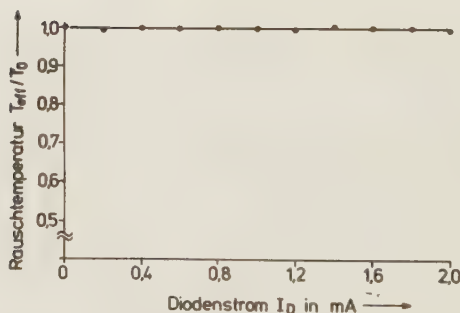
widerstandes einer Diode auf ihre effektive Rauschtemperatur erkennen. Bei beiden Diodentypen, der pn-Diode und der Schottky-Diode, beobachtet man bezüglich ihres Rauschtemperaturverlaufs ein ähnliches Verhalten. Abhängig von dem aussteuernden Diodenstrom in Flußrichtung lassen sich Rauschtemperaturen in dem Bereich zwischen der Umgebungstemperatur T_0 und nahezu der halben physikalischen Temperatur $T_0/2$ erzeugen. Hierdurch ist zum Beispiel die Möglichkeit gegeben, Rauschquellen zu realisieren, deren Rauschtemperatur ohne die Verwendung von Kühlmaßnahmen unterhalb der Umgebungstemperatur T_0 liegt. Sorgt man zusätzlich für eine gute Anpassung der Dioden, so lassen sich diese auch als Referenzrauschquellen, z.B. für Radiometer, einsetzen.

4.1.3 Die PIN-Diode

In der Hochfrequenztechnik ist der Einsatz von PIN-Dioden in gleichstromgesteuerten Dämpfungsgliedern von Interesse. Dabei macht man von der Tatsache Gebrauch, daß sich die PIN-Diode infolge der langen Trägerlebensdauer bei Frequenzen oberhalb etwa 10 MHz wie ein reeller Widerstand verhält [31]. Abhängig von dem aussteuernden Gleichstrom läßt sich die Leitfähigkeit der i-Zone und somit ihr Widerstand R_i verändern. Für die Rauschtemperatur ist dann nur noch die Reihenschaltung aus R_i und dem Bahnwiderstand R_B wirksam. Für die Rauschtemperatur einer PIN-Diode läßt sich somit ein der Umgebungstemperatur T_0 entsprechender Wert erwarten. Die experimentelle Bestimmung der Rauschtemperatur und der Reflexionsdämpfung wurde an der PIN-Diode BA 379 durchgeführt. Die Ergebnisse sind in Bild 4.4 wiedergegeben und bestätigen den theoretisch erwarteten Verlauf.



a) Reflexionsdämpfung $|a_D|$ als Funktion des Diodenstroms I_D



b) effektive Rauschtemperatur T_{eff} als Funktion des Diodenstroms I_D .

— theoretische Kurve
• Meßwerte

Bild 4.4: Messungen an der PIN-Diode BA 379.

4.1.4 Messungen an gekühlten Dioden

Die Beschreibung des Rauschverhaltens von Halbleiterdioden durch ihre Rauschtemperatur erfolgte immer in Bezug auf die Umgebungstemperatur T_o . Diese Umgebungstemperatur ist in der Regel die Raumtemperatur mit Werten zwischen 290 K und 300 K. Geringe Temperaturabweichungen um diesen Bereich beeinflussen lediglich die Temperaturspannung U_T und den Sperrstrom I_s einer Diode aber nicht deren prinzipielle Funktionsweise. Interessant ist das Verhalten der Rauschtemperatur gekühlter Dioden, wobei Umgebungstemperaturen bis zu 77 K (flüssiger Stickstoff) untersucht wurden. Die Umgebungstemperatur wurde mit einem Temperaturmeßgerät kontrolliert, wobei der Meßfühler, ein Platinmeßwiderstand PT 100, in direktem Wärmekontakt mit der zu messenden Diode stand. Die pn-Diode und die Schottky-Diode aus dem Kap. 4.1.1. und 4.1.2 wurden bei einem konstanten Vorstrom untersucht, bei dem sich bei $T_o = 300$ K eine minimale Rauschtemperatur ergab. Bei der PIN-Diode ist die Stromeinstellung unkritisch, da die Rauschtemperatur über dem Vorstrom konstant blieb (s. Kap. 4.1.3). Die Ergebnisse, in denen die Umgebungstemperatur T_o und die dazu gemessene Rauschtemperatur T_D wiedergegeben sind, können der Tabelle II entnommen werden.

pn-Diode		Schottky-Diode		PIN-Diode	
$\frac{T_o}{K}$	$\frac{T_D}{K}$	$\frac{T_o}{K}$	$\frac{T_D}{K}$	$\frac{T_o}{K}$	$\frac{T_D}{K}$
300	265	300	185	300	300
285	255	270	180	280	280
260	245	245	175	260	260
230	220	220	165	220	240
190	185	185	155	200	225
155	175	165	145	170	220
120	170	140	180	150	215
105	165	90	230	100	225
77	155	77	250	77	235

Tabelle II: Messungen an gekühlten Dioden

Die Ergebnisse aus der Tabelle II zeigen für die pn-Diode und die Schottky-Diode, daß für eine abnehmende Umgebungstemperatur der Dioden die Beziehungen nach Gl. (4.15) und (4.17) nicht mehr länger gültig sind. Dieses hängt zusammen mit dem sich ändernden Mechanismus des Ladungsträgertransportes zu tiefen Temperaturen hin. Da diese Vorgänge nicht Bestandteil der Arbeit sind, wird hier auf die Literatur verwiesen [34]. Interessante Ergebnisse werden von der PIN-Diode erwartet. Wie bereits in Kap. 4.13 beschrieben, verhält sich eine PIN-Diode im Hochfrequenzbereich wie ein linearer Widerstand, der sich auf der Temperatur T_0 befindet. Bei Kühlung der PIN-Diode bestätigte sich dieses jedoch nur bis zu Temperaturen von $T_0 = 260$ K. Abweichungen von den erwarteten Ergebnissen bei weiter abnehmenden Temperaturen wären an anderer Stelle, z.B. durch Untersuchungen des Ladungsträgertransportes, zu klären.

4.2 Das Rauschverhalten von Frequenzkonvertern

In der Hochfrequenztechnik spielen Frequenzkonverter zur Umsetzung von Nachrichtenkanälen eine wesentliche Rolle. Zur Gewährleistung guter Übertragungseigenschaften müssen möglichst rauscharme Mischer verwendet werden. Im folgenden sollen die Rauscheigenschaften von Schottky-Dioden-Mischern untersucht werden, wobei als Beschreibungsgröße üblicherweise die Rauschzahl dient. In gleicher Weise läßt sich das Rauschverhalten von Mischern auch durch eine effektive Rauschtemperatur beschreiben [35]. Diese Rauschtemperatur wird mit dem in Kap. 3 realisierten Radiometersystem bestimmt. Der Mischer als Meßobjekt wird mit einem Hochfrequenzsignal, dem Lokal-Oszillatorsignal (L.O.-Signal), angesteuert, wodurch der Arbeitspunkt für die Mischerdioden festgelegt wird. Der L.O.-Pegel zur Ansteuerung ist durch die Spezifikationen des Mixers vorgegeben. Gemessen wird dann die effektive Rauschtemperatur, wie sie am Zwischenfrequenztor auftritt. Abhängig von dem L.O.-Pegel ergibt sich, ähnlich den Dioden in Kap. 4.1, eine sich ändernde Impedanz für das ZF-Tor [36]. Mit dem Netzwerkanalysator wird auch hier die Reflexionsdämpfung $|a_D|$, wie sie an dem ZF-Tor auftritt, zur Kontrolle möglicher Meßfehler bestimmt. Es wird ein doppelt balancierter Mischer des GHz-Bereiches untersucht, dessen ZF-Signale in dem Meßbereich von 20 MHz - 40 MHz liegen.

4.2.1 Die Mischer-Rauschzahl

Zum Vergleich von Rauschtemperatur und Rauschzahl eines Mixers soll vorab die Berechnung der Mischerrauschzahl erfolgen [36]. Zur Berechnung der Mischer-rauschzahl werden folgende Vereinfachungen angenommen :

1. Der Rückwärtssättigungsstrom der Mischerdioden wird vernachlässigt.
2. Der Leitwert G ist frequenzunabhängig und kann ohne zeitliche Verzögerung vom Strom gesteuert werden.
3. Der Bahnwiderstand R_B wird zunächst vernachlässigt.
4. Die den Mischer ansteuernde Spannung ist sinusförmig.

In [28] wird hergeleitet, daß sich der Mischer wie ein thermisch rauschender Vierpol behandeln läßt, der sich auf einer homogenen Temperatur befindet, sofern der Bahnwiderstand vernachlässigt wird. Die relevante Temperatur T_D für einen Schottky-Dioden-Mischer ergibt sich nach [37] entsprechend der Temperatur der im Mischer verwendeten Schottky-Dioden zu $T_D = n \cdot T_0 / 2$. Die Rauschzahl für einen thermisch rauschenden Vierpol ist in [6] abgeleitet und wird entsprechend auf den Mischer übertragen. Zur Verdeutlichung dient Bild 4.5 , in dem ein beidseitig angepaßter Mischer schematisch dargestellt ist.

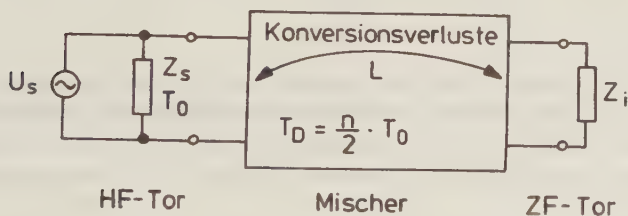


Bild 4.5: Dioden-Mischer mit Kurzschluß bei allen Frequenzen außer bei der Signalfrequenz (HF-Tor) und der Zwischenfrequenz (ZF-Tor).

Die Mischerrauschzahl F_m ist ein Maß für das zusätzliche Rauschen, das in dem Mischer bei der Übertragung eines Signals vom HF-Tor zum ZF-Tor entsteht. Mit den Konversionsverlusten L des Mixers ergibt sich für die Rauschzahl [38]

$$F_m = 1 + \frac{n}{2} \cdot (L - 1) \quad (4.20)$$

Das Ergebnis nach Gl. (4.20) setzt voraus, daß alle weiteren beteiligten

Signale verlustfrei abgeschlossen sind. Wichtige Signale dieser Art treten bei der Spiegelfrequenz und bei den Summenfrequenzen auf. Da die Spiegelfrequenz jedoch nur um das zweifache der Zwischenfrequenz von der Signalfrequenz entfernt liegt, ist der Mischer bei der Spiegelfrequenz aus Gründen der einfacheren Beschaltung mit der gleichen Impedanz wie die Signalfrequenz abgeschlossen. Es tritt bei der Spiegelfrequenz somit zusätzliches Rauschen auf, wodurch sich die Rauschzahl gegenüber der Rauschzahl aus Gl. (4.20) entsprechend verschlechtert. Dieser Fall ist in Bild 4.6 skizziert.

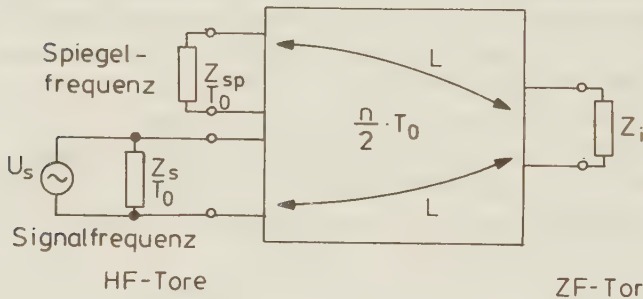


Bild 4.6: Betriebsart eines Breitbandmischers; Spiegelfrequenz und Signalfrequenz sind mit der gleichen Impedanz $Z_s = Z_{sp}$ abgeschlossen.

Die Rauschzahl für diesen Fall wird zum Beispiel in [39] hergeleitet und ergibt sich zu :

$$F_m = 2 + \frac{n}{2} \cdot (L - 2) \quad (4.21)$$

In den Gl.n. (4.20) und (4.21) handelt es sich in beiden Fällen um die Einseitenbandrauschzahl F_{ESB} des Mischers, wobei sich der Begriff "Einseitenband" darauf bezieht, daß die Nutzinformation U_s nur bei der Signalfrequenz des Mischers auftritt. Ist die Nutzinformation sowohl in der Signalfrequenz als auch in der Spiegelfrequenz des Mischers enthalten, so ist die Zweiseitenbandrauschzahl F_{DSB} des Mischers zu bestimmen. Für diesen Fall verbessert sich das Signal-Rauschverhältnis am Eingang des Mischers um den Faktor 2

($\approx 3,01$ dB) , so daß sich aufgrund der Definition der Rauschzahl folgender Zusammenhang ergibt :

$$F_{\text{ESB}} = 2 \cdot F_{\text{DSB}} \quad (4.22)$$

Abhängig von seiner Anwendung können einem Mischer unterschiedliche Rauschzahlen zugeordnet werden. Wird der Mischer z.B. in Radarempfängern eingesetzt, so hat er eine andere Rauschzahl als bei dem Einsatz in einem Radioastronomieempfänger. Bei der Rauschzahlmessung ergibt sich aufgrund des Meßverfahrens mit Rauschquellen stets die Zweiseitenbandrauschzahl, so daß für die meisten Anwendungen zu den Meßergebnis noch 3 dB addiert werden müssen. Verfahren zur Rauschzahlmessung sind in der Literatur beschrieben [7,39,40]. In der Regel läßt sich die Rauschzahl eines Mixers wegen der geringen Rauschleistung nur in Verbindung mit einem nachgeschalteten Zwischenfrequenz-Verstärker bestimmen. Gemessen wird also eine Gesamtrauschzahl F der aus Mischer und Verstärker bestehenden Anordnung. Nach der Kaskadenformel [39] ergibt sich als Mischer-rauschzahl :

$$F_m = F - \frac{F_v - 1}{\frac{1}{L}} \quad (4.23)$$

Hierzu ist jedoch die Kenntnis der Verstärkerrauschzahl F_v und der Konversionsverluste L des Mixers nötig. Außerdem müssen Mischer und Verstärker gut angepaßt sein.

4.2.2 Die Mischer-Rauschtemperatur

Ein beschalteter Mischer läßt sich wie ein Vierpol mit inhomogener Temperaturverteilung behandeln. Unter Benutzung des Dissipations-Theorems läßt sich ein Zusammenhang zwischen der Rauschzahl des Mixers und den zugehörigen Rauschtemperaturen herleiten [29] . Es gilt :

$$F_m = 1 + \frac{\beta_{th} \cdot T_{th} + \beta_s \cdot T_s}{T_o \cdot \frac{1}{L}} \quad (4.24)$$

In Gl. (4.24) sind L die Konversionsverluste des Mischers, T_{th} die homogene Rauschtemperatur der Beschaltung des Mischers und T_s die Rauschtemperatur der Sperrschicht der Mischerdioden. Die Bahnverluste der Mischerdioden werden in der Beschaltung berücksichtigt. Die Größen β_{th} und β_s sind relative Leistungsübertragungsfaktoren von der Mischerbeschaltung bzw. den Mischerdioden an die Last am Mischerausgang. Ist die Mischerschaltung reziprok, so lassen sich β_{th} und β_s einfach dadurch bestimmen, daß Leistung in den Mischerausgang eingespeist wird. Hierbei ist β_{th} die relative Verlustleistung in dem Abschluß bei der Spiegelfrequenz und β_s die relative Verlustleistung in der Sperrschicht der Mischerdioden. Entsprechend den Konversionsverlusten L ergibt sich für den Fall des Einseitenbandmischers nach Bild 4.6:

$$\begin{aligned} \beta_{th} &= \frac{1}{L} \quad ; \quad \beta_s = 1 - \frac{2}{L} \\ T_{th} &= T_0 \quad ; \quad T_s = n \frac{T_0}{2} \end{aligned} \quad (4.25)$$

Eingesetzt in Gl. (4.24) erhält man die in Gl. (4.21) bereits angegebene Rauschzahl. Nach der Energieerhaltung sind die Parameter β_{th} , β_s , L und L_e wie folgt verknüpft:

$$1 + (\beta_{th} + \beta_s) \cdot L = (1 - |\rho|^2) \cdot L = L_e \quad (4.26)$$

In Gl. (4.26) ist ρ der Reflexionsfaktor am Mischerausgang bei Fehlanpassung und L_e die entsprechende Einfügedämpfung, wenn in das ZF-Tor des Mischers Leistung eingespeist wird. Da sich die beiden Rauschbeiträge aus Gl. (4.25) nur schwer getrennt messen lassen, wird eine effektive Rauschtemperatur T_{eff} definiert [28], die eine mittlere Temperatur für den Mischer angibt.

$$T_{eff} = \frac{\beta_{th} \cdot T_{th} + \beta_s \cdot T_s}{\beta_{th} + \beta_s} \quad (4.27)$$

Setzt man die Temperaturen aus Gl. (4.25) in die Gl. (4.27) ein, so ergibt sich die auf die Umgebungstemperatur T_0 bezogene effektive Rauschtemperatur:

$$T_{\text{eff}} = \frac{\beta_{\text{th}} + \beta_s \cdot \frac{n}{2}}{\beta_{\text{th}} + \beta_s} \quad (4.28)$$

Die Gl. (4.28) zeigt, daß die effektive Rauschtemperatur T_{eff} eine zusätzliche, nützliche Größe zur Beschreibung der Rauscheigenschaften eines Mischers oder Vierpols darstellt. Aus der effektiven Rauschtemperatur T_{eff} läßt sich wieder die Mischerrauschzahl F_m bestimmen. Dabei geht man von der Definition der Rauschzahl F für einen passiven thermisch rauschenden Vierpol aus. Der Vierpol habe die Konversionsverluste L und besitzt eine inhomogene Temperaturverteilung, die durch eine effektive Temperatur T_{eff} beschrieben wird. Die Rauschzahl ergibt sich damit zu

$$F = 1 + \frac{T_{\text{eff}}}{T_0} \cdot (L - 1) \quad (4.29)$$

Für T_{eff} wird in Gl. (4.29) die Beziehung nach Gl. (4.25) eingesetzt und man erhält:

$$F = 1 + \frac{L - 1}{T_0} \cdot \frac{\beta_{\text{th}} \cdot T_{\text{th}} + \beta_s \cdot T_s}{\beta_{\text{th}} + \beta_s} \quad (4.30)$$

Die Größen β_{th} und β_s im Nenner von Gl. (4.30) werden durch die Beziehung nach Gl. (4.25) ersetzt, womit sich die Rauschzahl nach Gl. (4.31) ergibt. Ein Vergleich mit Gl. (4.24) zeigt, daß diese Rauschzahl gleich der Mischerrauschzahl ist.

$$\begin{aligned} F &= 1 + \frac{\beta_{\text{th}} \cdot T_{\text{th}} + \beta_s \cdot T_s}{\beta_{\text{th}} + \beta_s} \\ &= F_m \end{aligned} \quad (4.31)$$

Die Rauschtemperatur eines Mischers läßt sich auf unterschiedliche Weise bestimmen: Unter Verwendung von Gl. (4.29) ermittelt sich die effektive Rauschtemperatur T_{eff} aus der Mischerrauschzahl F_m und den Konversionsverlusten L . Hierzu muß F_m erst aus der Gesamtrauschzahl F durch eine Rauschzahlmessung entsprechend Gl. (4.23) bestimmt werden, wobei die Rauschzahl F_v des ZF-Verstärkers und die Konversionsverluste L des Mischers bekannt sein müssen. Diese Methode weist aber erhebliche Ungenauigkeiten auf, da F , F_v und L jeweils nur endlich genau gemessen werden können. Bestimmt man T_{eff} aus den oben genannten Größen, so führt dieses zu einer starken Abweichung von dem tatsächlichen Wert.

Besser ist es, T_{eff} so direkt wie möglich zu messen. Eine Methode ist in [41] beschrieben. Hierbei wird die am Mischerausgang auftretende Rauschtemperatur T_a mit einem Dicke-Radiometer durch Vergleich mit einer bekannten Referenzrauschquelle gemessen. Mit Hilfe zum Beispiel eines graphischen Verfahrens lassen sich T_{eff} und L aus T_a ermitteln. Mit diesem Verfahren läßt sich die Temperatur jedoch nur dann richtig bestimmen, wenn Betrag und Phase des Reflexionsfaktors von Referenz und Meßobjekt an den Eingangstoren des Radiometers gleich sind. Während die Referenz an das Radiometersystem angepaßt ist, ist diese für das Meßobjekt mit unbekannter Impedanz in der Regel nicht gegeben. Probleme, die sich in diesem Zusammenhang ergeben, besonders bei Messungen im MHz-Bereich, wurden bereits in Kap. 2.3.3 behandelt. Das Meßverfahren nach [41] löst diese Problem, indem die Mischerdioden mit Hilfe eines DC-Vorstroms derart angesteuert werden, daß der Mischerausgang an das Radiometer angepaßt ist. Nachteilig ist hierbei, daß die Anpassung für jeden Pegel des Lokal-Oszillators neu optimiert werden muß.

Im Gegensatz zu den beiden oben genannten Meßverfahren ist die Bestimmung der Mischerrauschtemperatur mit dem in dieser Arbeit entwickelten Verfahren direkt möglich, ohne daß die Impedanz des Mischerausgangstores bekannt sein muß. Die Messung erfolgt mit dem Aufbau nach Bild 4.7. Die experimentellen Untersuchungen werden an einem Mischer durchgeführt, dessen Lokaloszillatorfrequenz f_{LO} im Bereich von 8 - 12,4 GHz liegt. Der Lokaloszillator (L.O.) liefert das für den Mischerbetrieb notwendige Großsignal zur Durchsteuerung der im Mischer verwendeten nichtlinearen Elemente. Wie bei den meisten Mischern sind dieses hier die Schottky-Dioden. Um das Eigenrauschen des Mischers zu messen, wurde das Tor des Mischers, an dem in der Regel das hochfrequente Nutzsignal liegt, reaktiv abgeschlossen. Analog zu einer mit statischem Vorstrom betriebenen Schottky-Diode (s. Kap. 4.1.2) wird bei dem Mischer das Rauschen durch die

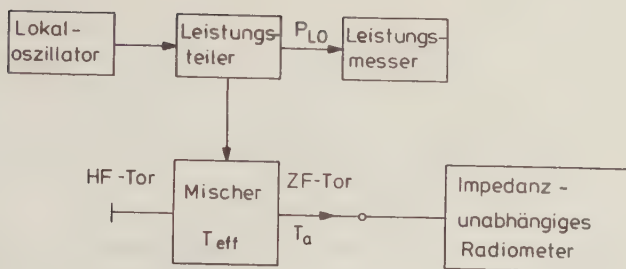
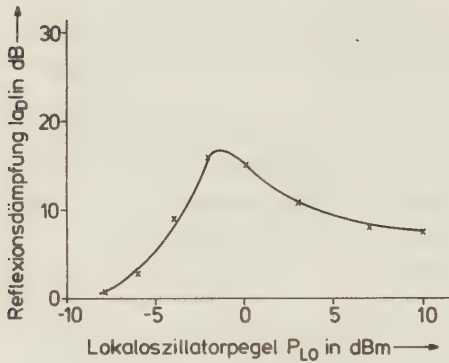


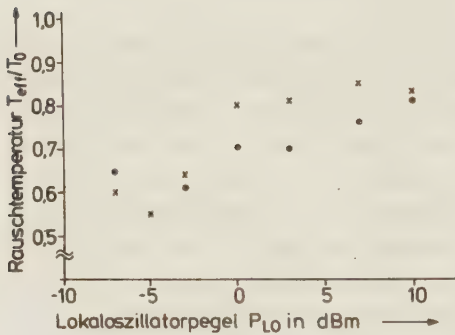
Bild 4.7: Meßschaltung zur Bestimmung der Mischerrauschtemperatur T_{eff} mit einem impedanzunabhängigen Radiometer

dynamische Aussteuerung mit dem L.O.-Signal beeinflusst. Es interessiert hierbei das an dem Zwischenfrequenztor des Mixers auftretende Rauschen. Die Rauschtemperatur T_{eff} wird an dem ZF-Tor des Mixers im Bereich 20 MHz - 40 MHz als Funktion der aussteuernden Pumpleistung P_{LO} gemessen. Da die Impedanz an dem ZF-Tor des Mixers aufgrund seines Aufbaus von der Frequenz und der Pumpleistung abhängt, wird zusätzlich die Reflexionsdämpfung am Mischeraustrag als Funktion der Frequenz und des Oszillatorpegels gemessen. Die Meßergebnisse für den Mischer M 064M/P (Magnum Microwave Corp.) sind in den Diagrammen in Bild 4.8 wiedergegeben. Zum Vergleich wird die effektive Rauschtemperatur des Mixers aus der Mischerrauschzahl ermittelt. Die aus der Rauschzahlmessung nach Gl. (4.23) bestimmte Mischerrauschzahl F_m sowie die gemessenen Konversionsverluste L , die ermittelte Rauschtemperatur T_{eff} nach Gl. (4.29) und die gemessene Rauschtemperatur T_m sind in der Tabelle in Bild 4.9 wiedergegeben. Die Meßergebnisse für die Mischerrauschtemperatur ergeben Werte, die unterhalb der Umgebungstemperatur T_0 liegen. Die Theorie, daß die Mischerrauschtemperatur ihren minimalen Wert mit $n \cdot T_0 / 2$ annimmt, wird durch die Messung aus folgenden Gründen nicht genau bestätigt:

- die Messung berücksichtigt die in den Bahnwiderständen der Mischerdioden auftretenden Verluste, so daß sich dem Schrot-Rauschen zusätzliches thermisches Rauschen überlagert (s. Kap. 4.1.2),
- die passive Beschaltung der Mischerdioden (Koppler etc.) tragen aufgrund endlicher Verluste zum Rauschen bei.



a) Reflexionsdämpfung $|a_D|$ am ZF-Tor als Funktion des Lokaloszillatorpegels P_{LO}



b) Mischerrauschtemperatur T_{eff} als Funktion des Lokaloszillatorpegels P_{LO}

- aus der Mischerrauschzahl berechnete Werte
- x Meßwerte

Bild 4.8: Messungen an dem doppelt balancierten Mischer M O64M/P .
Frequenz des Lokaloszillators: $f_{LO} = 9,4$ GHz

Die Abweichung zwischen der gemessenen Rauschtemperatur und der aus der gemessenen Rauschzahl berechneten Rauschtemperatur (Bild 4.8.b) liegt in erster Linie an der Fehlerfortpflanzung bei der Ermittlung der Mischerrauschzahl aus der Kaskadenformel. Meßunsicherheiten bei der hier notwendigerweise zu bestimmenden ZF-Verstärkerrauschzahl von 0,1 dB können sich bereits mit einem Temperaturfehler von 10% auswirken. Dieses zeigt, daß zur Beschreibung der Rauscheigenschaften eines Mixers die direkte Bestimmung der Rauschtemperatur neben der Rauschzahlmessung eine sinnvolle Ergänzung darstellt.

$\frac{P_{LO}}{\text{dBm}}$	$\frac{L}{\text{dB}}$	$\frac{F_{mSSB}}{\text{dB}}$	T_{eff}/T_o	
			berechnet	gemessen
-7	23,8	22,1	0,65	0,60
-5	12,0	9,3	0,55	0,55
-3	8,2	6,4	0,61	0,65
0	6,4	5,3	0,70	0,80
3	6,1	5,0	0,70	0,81
7	5,9	5,1	0,76	0,85
10	5,9	5,2	0,81	0,83

$$f_{LO} = 9,40 \text{ GHz}$$

$$F_v = 2,15 \text{ dB}$$

$$T_o = 293 \text{ K}$$

Bild 4.9: Vergleich der gemessenen Mischerrauschtemperatur mit der Rauschtemperatur, die aus der gemessenen Rauschzahl berechnet wurde

4.3 Die Eingangs-Rauschtemperatur von HF-Verstärkern

Zur Charakterisierung der Rauscheigenschaften von Verstärkern wird in der Regel die Rauschzahl F bzw. die damit verknüpfte Systemrauschtemperatur T_s benutzt. Diese Parameter beschreiben die Rauscheigenschaften jedoch nicht vollständig. Aus der Literatur ist bekannt, daß F bzw. T_s Funktionen des Generatorinnenwiderstandes sind und somit von der Kombination Signalquelle/Verstärker abhängen [6]. So können z.B. zwei Verstärker mit identischen Rauschzahlen auf die Änderung der Quellen-Impedanz unterschiedlich reagieren. Zur Berücksichtigung solcher und anderer Probleme ist die Beschreibung von Verstärker-Rauscheigenschaften durch zusätzliche Parameter nötig [42].

Der Verstärker läßt sich als ein aktives lineares Zweitor darstellen, an dessen beiden Toren, dem Eingangstor und dem Ausgangstor, Rauschen emittiert wird. Dieses Rauschen kann durch Wellenparameter bzw. durch die damit verknüpften Temperaturen beschrieben werden. Hinzu kommt, daß Eingangs- und Ausgangsrauschwellen in der Regel korreliert sind (siehe Kap. 2.3.3). Ursache sowohl für die Eingangs- als auch für die Ausgangsrauschtemperatur sind die internen Rauschquellen des Verstärkers. Entsprechend seinem Aufbau sind dieses meist Schrotrauschquellen der verwendeten Halbleiter und thermisch rauschende Quellen der im Verstärker enthaltenen verlustbehafteten Komponenten. Der bekannten Ersatzschaltung eines rauschfreien Verstärkers werden diese Rauschquellen hinzugefügt, so daß das erweiterte Ersatzschaltbild nicht nur die Signalübertragung, sondern auch das Eigenrauschen beschreibt. Sind die internen Rauschquellen bekannt, so kann man daraus das Rauschen berechnen, welches der Verstärker an die angeschlossenen Netzwerke abgibt. Bei der Berechnung rauschender Vierpole wird von der üblichen Vierpol-Darstellung ausgegangen. Das Eigenrauschen wird durch äußere Ersatzquellen berücksichtigt, und die Vierpolgleichungen werden entsprechend ergänzt. Außer der Größe der Rauschquellen muß auch ihre Korrelation bekannt sein. Als Beispiel für eine solche Ersatzschaltung wird eine Darstellung mit zwei Rauschstromquellen gewählt. In Bild 4.10 ist Y die Leitwertmatrix, die den rauschfreien Vierpol beschreibt. Die äußeren Rauschquellen i_{y1} und i_{y2} brauchen im realen Verstärker nicht vorhanden zu sein, da sie nur Elemente eines Ersatzschaltbildes sind, mit dem sich das Eigenrauschen übersichtlich darstellen läßt. Neben der Schaltung nach Bild 4.10 gibt es fünf weitere Möglichkeiten die Ersatzrauschquellen anzuordnen. Diese sechs verschiedenen Möglichkeiten, das Eigenrauschen eines Vierpols durch äußere Ersatzquellen zu beschreiben, sind in [6] aufgeführt und

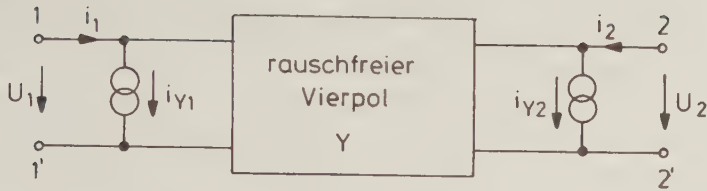


Bild 4.10: Ersatzschaltbild eines rauschenden Vierpols mit zwei Rauschstromquellen i_{Y1} und i_{Y2}

dort näher erläutert. Sämtliche Ersatzschaltungen können dabei mit Hilfe von Transformationsgleichungen ineinander umgerechnet werden. In der Regel ändern sich dann alle Quellen und im allgemeinen auch die Korrelation zwischen den Ersatzrauschquellen. Welche Darstellung besonders zweckmäßig ist, muß für den speziellen Fall entschieden werden.

In diesem Teil des Kapitels soll das Eigenrauschen eines einstufigen Transistorverstärkers untersucht werden, wobei für die Radiometeranwendung die von dem Verstärkereingang emittierte Rauschtemperatur interessiert. Für die Berechnung wird das Ersatzschaltbild eines Transistors in Emitterschaltung nach Bild 4.11 verwendet.

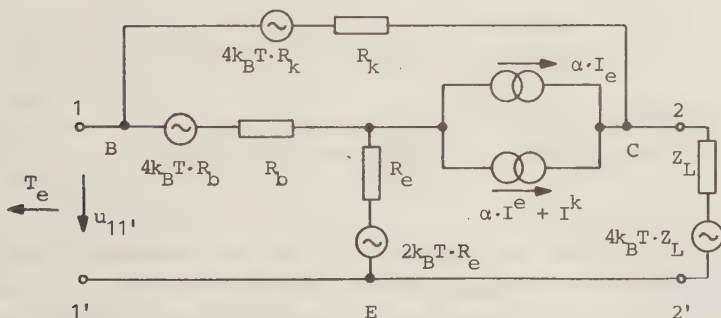


Bild 4.11: Rauschersatzschaltbild eines gegengekoppelten Transistors für niedrige Frequenzen

Die Ersatzschaltung nach Bild 4.11 enthält bereits die Näherung für niedrige Frequenzen und die Vernachlässigung des Kollektor-Basis-Leitwertes. Mit diesem vereinfachten Ersatzschaltbild kann man in erster Näherung gut rechnen, da der Frequenzbereich um 30 MHz, in dem die Rauschbetrachtung erfolgen soll, weit unterhalb der Grenzfrequenz von 4 GHz des verwendeten Transistors liegt. Neben den Rauschbeiträgen durch den Basisbahnwiderstand R_b , den Basis-Emitter-Leitwert G_e , dem Emitter- und Kollektor-Rauschstrom I^e und I^k , tragen noch der Gegenkopplungswiderstand R_k und die Lastimpedanz Z_L ($Z_L = \text{reell}$) zum Gesamtuschen bei. Wegen der niederfrequenten Näherung sind die Rauschquellen unkorreliert. In Bild 4.11 ist α der Gleichstromverstärkungsfaktor und I_e der Emittergleichstrom. Will man die Vierpol-Darstellung auf die Ersatzschaltung nach Bild 4.11 anwenden, so scheint zunächst keine der Möglichkeiten, mit äußeren Ersatzrauschquellen zu rechnen, als zweckmäßig. Durch den Einsatz des Gegenkopplungsnetzwerkes (hier: R_k) kann man die Schaltung nach Bild 4.11 als die Kopplung zweier Vierpole auffassen. Für die einzelnen Vierpole sind jeweils die Matrizen aufzustellen und die Ersatzquellen zu bestimmen [6]. Einfacher ist es jedoch, mit Hilfe einer Netzwerkanalyse die Leerlaufrauschspannung $u_{11'}$ am Eingang der Transistorschaltung nach Bild 4.11 zu berechnen. Die Eingangsrauschtemperatur T_e ergibt sich dann aus dem Nyquisttheorem. Auf den Rechengang soll hier verzichtet werden, so daß in Gl. (4.32) lediglich das Endergebnis für T_e als Funktion der Ersatzschaltelemente nach Bild 4.11 wiedergegeben ist.

$$T_e = \frac{T_o}{(Z_L + R_k) \cdot (R_e + R_b \cdot (1 - \alpha)) \cdot (R_e + Z_L + (R_b + R_k) \cdot (1 - \alpha))} \cdot \\ \cdot \left[(R_b + \frac{R_e}{2}) \cdot (Z_L + R_k \cdot (1 - \alpha))^2 + (R_k + Z_L) \cdot (R_e + R_b \cdot (1 - \alpha))^2 + \right. \\ \left. + \frac{1}{2R_e} \cdot (R_b \cdot Z_L - R_e \cdot R_k)^2 \cdot (\alpha(1 - \alpha) + \frac{I_{ks}}{I_e}) \right] \quad (4.32)$$

Der Gl. (4.32) entnimmt man, daß sich die Eigenrauschtemperatur durch R_k , Z_L und I_e beeinflussen läßt. Dieses soll durch Messungen von T_e untersucht werden. Ein Vergleich von gemessenen mit berechneten Rauschtemperaturen ist nur dann möglich, wenn die Elemente des Ersatzschaltbildes aus Bild 4.11 bekannt sind. In der Regel sind die Ersatzschaltelemente eines Transistors

nicht ohne weiteres zugänglich, so daß diese erst aus den Vierpolparametern des Transistors, z.B. den S-Parametern, berechnet werden müssen [33]. Da die S-Parameter selbst nur endlich genau gemessen werden können, ergeben sich für die Transistorersatzschaltelemente entsprechend toleranzbehaftete Werte. Für die Berechnung eines prinzipiellen Temperaturverlaufs reicht diese erste Näherung jedoch aus. Der berechnete Temperaturverlauf soll lediglich die gemessenen Temperaturwerte bestätigen. Für die Messung wurde ein rauscharmer einstufiger Verstärker nach vorhandenen Unterlagen [44] aufgebaut. Der verwendete Transistor BFT 66 besitzt eine Transitfrequenz von 4 GHz , die weit oberhalb der Meßfrequenz des Radiometers (20 MHz - 40 MHz) liegt. Die Verstärkerschaltung wurde um einen Gegenkopplungswiderstand R_k erweitert, so daß die Eingangsrauschtemperatur T_e dieser Schaltung durch die Parameter R_k , I_c und Z_L beeinflußt werden kann. Wegen der hohen Stromverstärkung von $\beta \approx 70$ gilt $I_c \approx I_e$. Die vollständige Schaltung befindet sich im Anhang. Die Eingangsrauschtemperatur des Verstärkers wird als Funktion des Gegenkopplungswiderstandes R_k gemessen, wobei der Kollektorgleichstrom I_c konstant gehalten wird und der Verstärkungsausgang mit der Impedanz Z_L abgeschlossen ist. In einer zweiten Messung wird die Eingangsrauschtemperatur des Verstärkers als Funktion der Lastimpedanz Z_L gemessen. Der Verstärker soll nur schwach gegengekoppelt sein (R_k sehr groß) und der Kollektorstrom I_c wird konstant gehalten. Da mit I_c im wesentlichen der Arbeitspunkt des Verstärkers bestimmt wird, ist es nicht sinnvoll, diesen Strom in weiten Bereichen zu variieren. So wurde hier darauf verzichtet, den Einfluß von I_c auf die Rauschtemperatur zu untersuchen. Die Ergebnisse der Messungen sind jeweils in den Diagrammen in Bild 4.12 und 4.13 dargestellt.

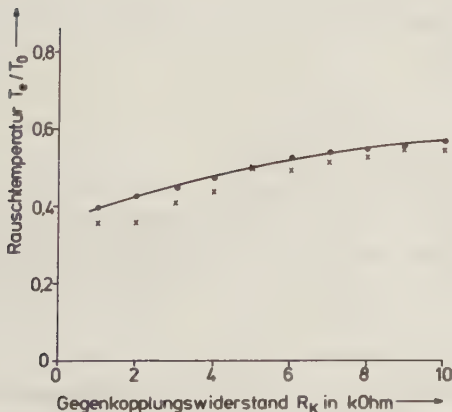


Bild 4.12: Eingangsrauschtemperatur eines einstufigen HF-Transistorverstärkers als Funktion des Gegenkopplungswiderstandes R_k

- nach dem Rauscher-satzschaltbild (Bild 4.11) berechnete Werte

x Meßwerte

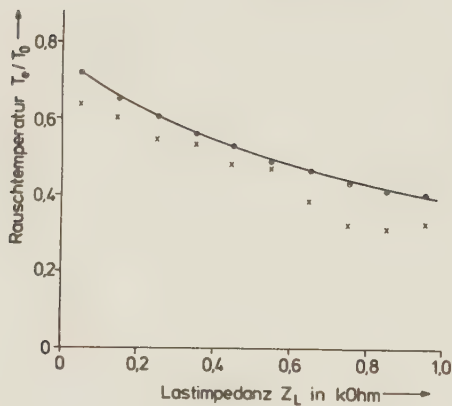


Bild 4.13 Eingangsrauschtemperatur eines einstufigen HF-Transistorverstärkers als Funktion der Lastimpedanz Z_L .

• nach dem Rauschersatzschaltbild (Bild 4.11) berechnete Werte

x Meßwerte

Der Vergleich mit jeweils aus Gl. (4.32) berechneten Kurve zeigt prinzipiell eine gute Übereinstimmung von berechneten und gemessenen Werten. Die in Bild 4.12 wiedergegebenen Messungen zeigen einen ansteigenden Temperaturverlauf mit abnehmender Gegenkopplung (R_k wird größer). Der Verlauf von T_e ist aus der Gl. (4.32) nicht so einfach ersichtlich. Zur Erläuterung wird die vereinfachte Darstellung einer gegengekoppelten Verstärkerstufe nach Bild 4.14 benutzt.

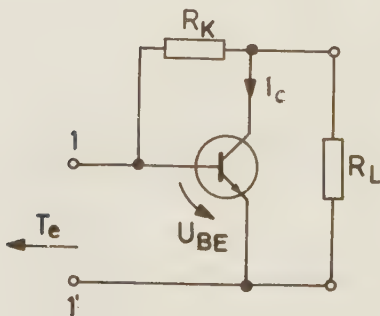


Bild 4.14: Vereinfachte Darstellung einer Transistorstufe mit spannungsgesteuerter Stromgegenkopplung

Entsprechend der äußeren Beschaltung des Transistors mit dem Gegenkopplungswiderstand R_k und dem Abschlußwiderstand R_L ergibt sich nach [6] als spek-

trale Leistungsdichte $W_u(f)$ der Eingangsrauschspannung an dem Tor 1-1':

$$W_u(f) = \frac{4 k_B \cdot T_0 \cdot (R_L + R_k)}{(1 + S \cdot R_L)^2} \quad (4.33)$$

und nach der Nyquistbeziehung

$$W_u(f) = 4 k_B \cdot T_e \cdot \operatorname{Re} \{Z_e\} \quad (4.34)$$

In den Gln. (4.33) und (4.34) ist S die Steilheit des Transistors mit

$$S = \left. \frac{\partial i_c}{\partial u_{BE}} \right|_{u_{CE} = \text{const.}} \quad (4.35)$$

und $\operatorname{Re} \{Z_e\}$ der Realteil der Eingangsimpedanz mit

$$\operatorname{Re} \{Z_e\} = \frac{R_L + R_k}{1 + S \cdot R_L} \quad (4.36)$$

Aus den Gln. (4.33), (4.34) und (4.36) erhält man als Eingangsrauschtemperatur:

$$T_e = \frac{T_0}{1 + S \cdot R_L} \quad (4.37)$$

Um den Einfluß des Gegenkopplungswiderstandes R_k zu berechnen, sind folgende Beziehungen nötig [26] :

$$S = \frac{I_c}{U_T} = \frac{\beta \cdot I_B}{U_T} = \frac{\beta \cdot U_{BE}}{U_T \cdot r_e} \quad (4.38)$$

In Gl. (4.38) ist r_e der Eingangswiderstand der Schaltung nach Bild 4.14. Für diesen läßt sich als Funktion von R_k , der Stromverstärkung β und dem differentiellen Eingangswiderstand r_{BE} des Transistors folgende Beziehung herleiten:

$$r_e = r_{BE} \parallel \frac{R_k}{\beta} \quad (4.39)$$

Für eine hohe Stromverstärkung β ergibt sich nach Gl. (4.39):

$$r_e \approx \frac{R_k}{\beta} \quad (4.40)$$

Setzt man die Gln. (4.38) und (4.40) in Gl. (4.37) ein, so erhält man:

$$T_e = \frac{T_o}{1 + \frac{\beta^2 \cdot U_{BE}}{U_T \cdot R_k} \cdot R_L} \quad (4.41)$$

und kennt somit den Einfluß von R_k auf die Eingangsrauschtemperatur T_e . Vereinfachend wurde für diese Rechnung vorausgesetzt, daß die Stromrauschquellen des Transistors einen geringen Einfluß auf den prinzipiellen Verlauf der Rauschtemperatur haben. Sie bewirken lediglich die Begrenzung der Temperaturabnahme [6]. Mit abnehmender Gegenkopplung ergibt sich aus Gl. (4.41) eine zunehmende Rauschtemperatur, was durch die Messung in Bild 4.12 bestätigt wird. Zur Erklärung des Temperaturverlaufs nach Bild 4.13 kann aus Gl. (4.37) direkt die Abhängigkeit der Eingangsrauschtemperatur vom Lastwiderstand R_L abgelesen werden. Mit steigendem R_L nimmt die Rauschtemperatur ab. Für den ausgangsseitigen Kurzschluß ($R_L = 0$) ergibt sich als Grenzfall $T_e = T_o$.

Die Messungen haben gezeigt, daß die Eingangsrauschtemperatur von rauscharmen Transistorverstärkern unterhalb der Umgebungstemperatur liegen. Während als theoretische Grenze für Halbleiterübergänge der Wert bei $T_o/2$ liegt, zeigen die Messungen, daß entsprechend der äußeren Beschaltung Temperaturen selbst unterhalb der oben genannten Grenze liegen können. Dieses wird auch in der Literatur beschrieben [6,43,45].

5. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden gebräuchliche Meßverfahren zur Bestimmung der Rauschtemperaturen von Zweipolen unbekannter Impedanz, wie das Dicke-Radiometer und das Korrelations-Radiometer beschrieben. Diese Verfahren benötigen als entscheidende Komponente einen passiven verlustarmen breitbandigen Zirkulator, der für Frequenzen unterhalb von ca. 500 MHz nicht mit den geforderten Daten zur Verfügung steht. Für Messungen in dem technisch wichtigen Frequenzbereich von etwa 1 MHz bis 500 MHz bietet sich somit nur eine elektronische Lösung an. Hierbei treten Probleme auf, die in starkem Maße die Meßgenauigkeit beeinflussen können. Neben der zu messenden Rauschtemperatur geht in das Meßergebnis noch das Rauschen der Radiometer-Vorverstärker ein, wenn das Meßobjekt fehlangepaßt ist. Während das vom Eingang eines solchen Radiometerverstärkers emittierte Rauschen sich in die Messung einschleichen läßt, stellt die Korrelation zwischen den Eingangs- und Ausgangsrauschwellen des Radiometerverstärkers einen unbekannten Meßfehler dar. Es wurden Verfahren zur Reduktion dieser Meßfehler entwickelt, wobei sich das Korrelations-Radiometer für die elektronische Lösung als besonders geeignet zeigt. Im Gegensatz zu anderen Radiometertypen läßt sich hier, z.B. durch die Verwendung eines 90° - Hybrids im Eingang des Korrelations-Radiometers, der korrelationsbedingte Meßfehler eliminieren. Wegen der nicht idealen Eigenschaften der verwendeten Komponenten wurden mehrere Verfahren kombiniert, um den Einfluß der Verstärkerkorrelation auf das Meßergebnis auf einen akzeptablen Wert zu reduzieren.

Weiterhin wurde dieses Meßsystem dahingehend erweitert, daß ohne die Verwendung tiefgeköhlter Rauschquellen Rauschtemperaturmessungen auch unterhalb der Umgebungstemperatur möglich sind. Dieses stellt eine wesentliche Reduzierung des Geräteaufwandes dar. Die Bestimmung der Rauschtemperatur erfolgt ebenso wie die Steuerung des gesamten Meßzyklusses mit Hilfe eines Mikrorechners.

Mit dem hier entwickelten Verfahren sind Messungen von Rauschtemperaturen, die sowohl unterhalb als auch oberhalb der Umgebungstemperatur liegen, ohne Veränderung des Aufbaus möglich. Das Verfahren benötigt keine nicht-reziproken passiven Bauelemente und ist somit in einem weiten Frequenzbereich einsetzbar, also auch unterhalb von 500 MHz.

Für die praktische Verwendbarkeit des entwickelten Meßverfahrens wurde ein impedanzunabhängiges Korrelations-Radiometer im MHz-Bereich aufgebaut, um damit die Rauschtemperatur von elektronischen Halbleiter-Bauelementen zu bestimmen. Die Meßergebnisse wurden mit den Ergebnissen aus theoretischen Betrachtungen verglichen und zeigten gute Übereinstimmung.

6. Anhang

Im folgenden sind ein Blockschaltbild der elektronischen Signalauswerteeinheit und einige Schaltpläne skizziert. Diesen Schaltplänen kann man nähere technische Einzelheiten der Auswerteeinheit entnehmen. Die in den Detailschaltplänen beschriebenen Baugruppen sind jeweils auf einer Platine im Europaformat (100 mm x 160 mm) realisiert worden und befinden sich mit den notwendigen Netzteilen in einem 19-Zoll-Einschubgehäuse.

Das entwickelte Maschinenprogramm für das Mikrorechnersystem (INTEL 8085A) ist im zweiten Teil des Anhangs protokolliert und wird durch ein Flußdiagramm näher erläutert. Es ist das Programm zur Steuerung des Zwei-Schritt-Meßverfahrens angegeben, zu dem zwei Tabellen gehören, die zur Umwandlung von Spannungen in Temperaturen benutzt werden.

Technische Daten des entwickelten Rauschtemperatur-Meßgerätes:

Mittenfrequenz:	30 MHz
Meßbandbreite:	20 MHz
Integrationszeit:	1 s
Meßzyklus:	25 s
Auflösung:	5 Kelvin
Meßbereich:	0 ... 586 Kelvin (= $2 \cdot T_0$, $T_0 = 293$ Kelvin)

Der schaltungstechnische Ablauf des in Kap. 3.4 und 3.5 beschriebenen Zweischritt-Meßverfahrens soll hier zum besseren Verständnis näher erläutert werden.

Anhand der im nachfolgenden Blockschaltbild wiedergegebenen elektronischen Signalauswerteeinheit läßt sich die Meßzyklussteuerung folgendermaßen nachvollziehen:

Bei zunächst noch unbekannter Rauschtemperatur des Meßobjektes (M_0) befinden sich die Schalter der Reed-Relais (RR1...RR4) in der Ausgangsstellung "1":

RR1 schaltet dabei die Referenztemperatur T_{ref} auf die Umgebungstemperatur T_0 .

RR2 bestimmt die Phasenlage des PID-Regler-Ausgangssignals für die Weiterverarbeitung im Mikrorechner.

RR3 verbindet das Reglerausgangssignal mit der Hilfsrauschquelle (T_H) um über die Steuerungsspannung U_H im Fall "kalter" Objekttemperaturen einen Nullabgleich durchzuführen.

RR4 schaltet das 3dB-Dämpfungsglied in den Kreis zwischen T_H und Radiometer.

Nach wahlweise erfolgtem Nullabgleich ($T_{obj} \leq T_0$) bzw. nicht erfolgtem Nullabgleich ($T_{obj} > T_0$) schalten die Reed-Relais nach definierten Zeitzyklen (siehe Mikrorechnerprogramm) in den Endzustand "2":

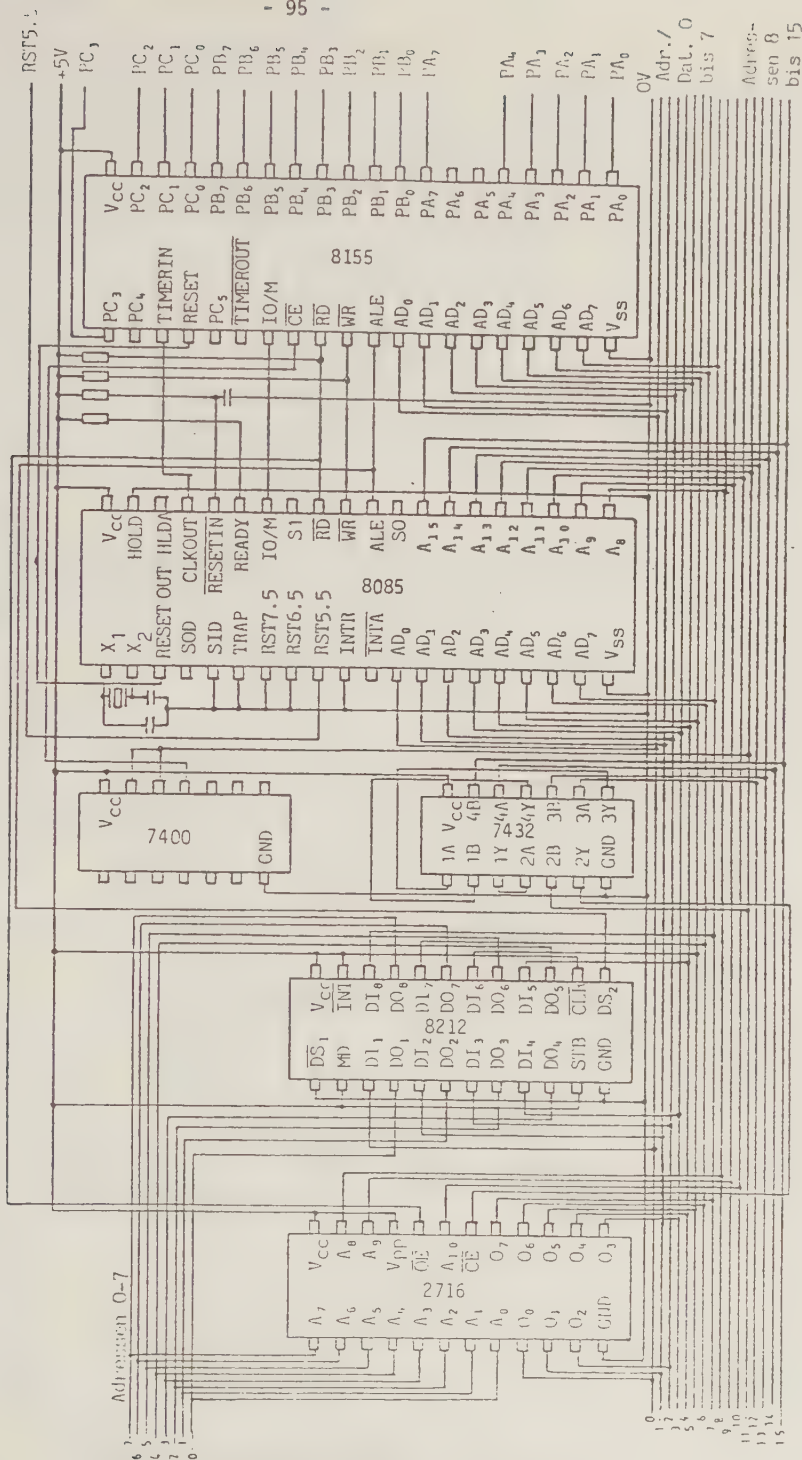
RR1 verbindet das Reglerausgangssignal mit der Referenzrauschquelle (T_{ref}) um über die Steuerspannung U_r im Fall "heißer" Objekttemperaturen einen Nullabgleich durchzuführen.

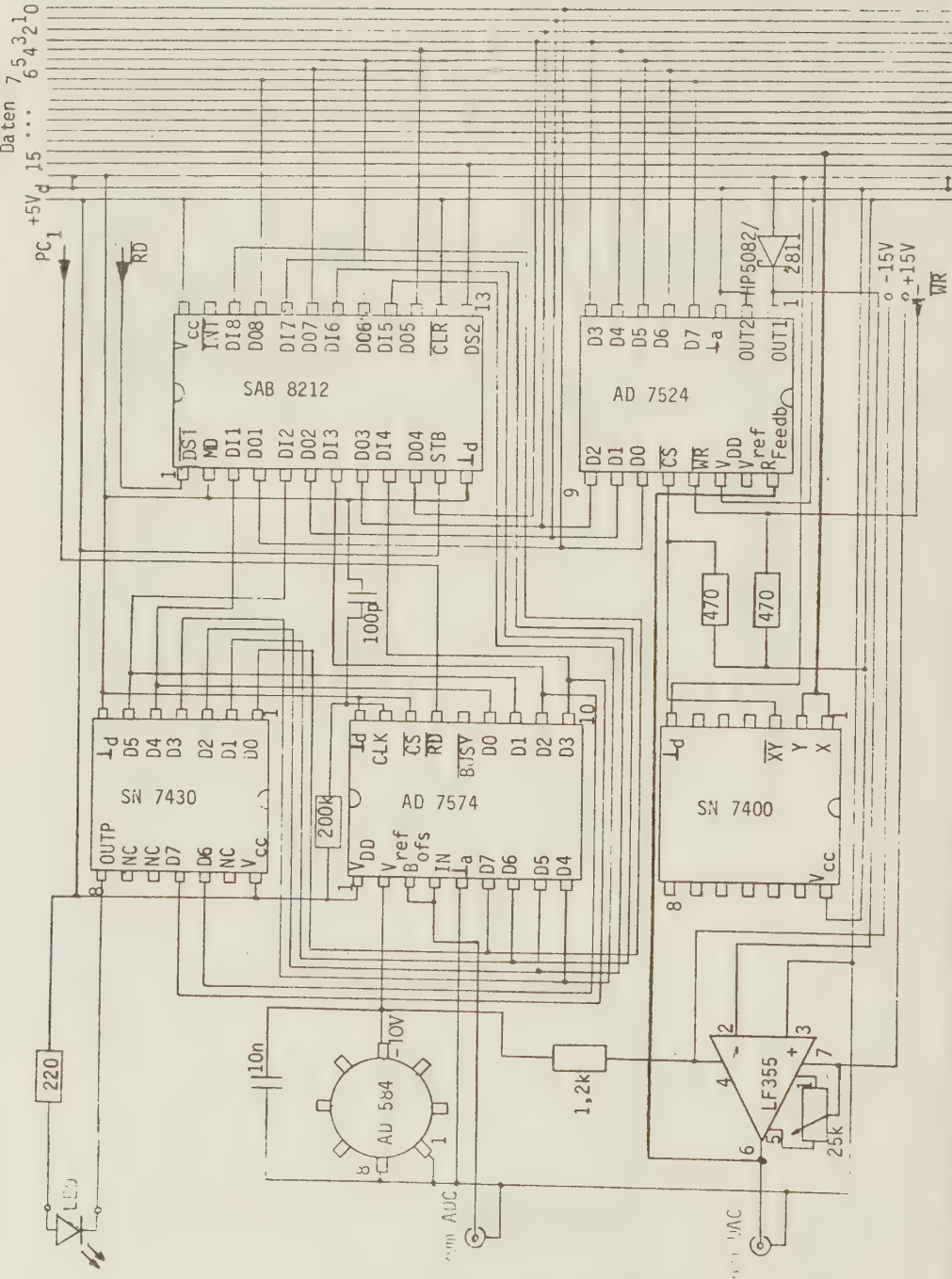
RR2 ändert die Phasenlage des PID-Regler-Ausgangssignals für die Weiterverarbeitung im Mikrorechner.

RR3 schaltet die Hilfsrauschquelle an den Mikrorechner, um die unter "1" erreichte Steuerspannung U_H als gespeicherte Größe zu übergeben.

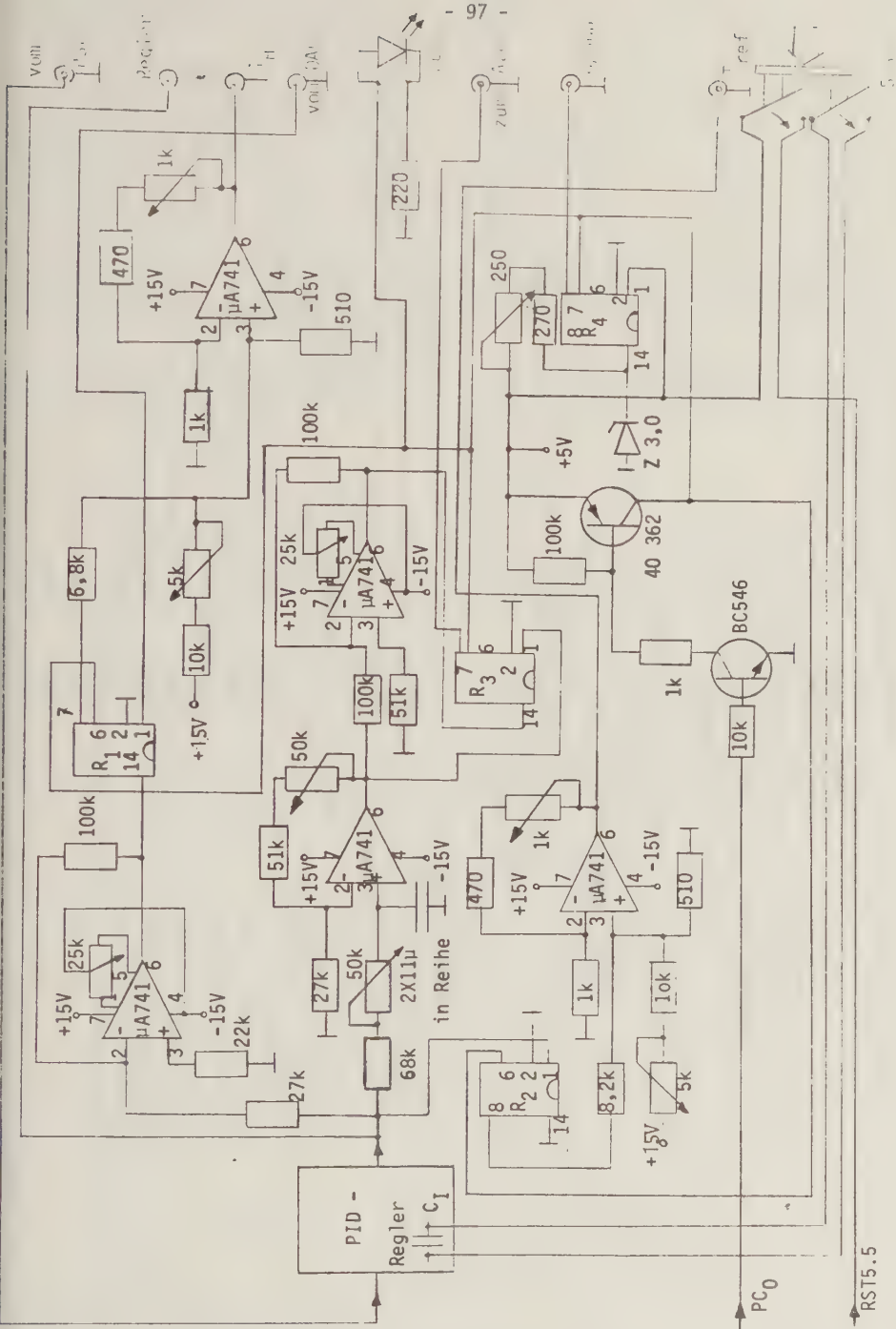
RR4 verbindet die Hilfsrauschquelle T_H direkt mit dem Radiometer durch Kurzschließen des 3dB-Dämpfungsgliedes.

Der Meßzyklus ist beendet, wenn auf der Mikrorechner-Anzeige die gemessene Rauschtemperatur angezeigt wird. Durch Setzen des "Start"-Zustandes nehmen die Reed-Relais wieder die Schalterstellung "1" ein. Es werden die Steuerbefehle an den A/D-, D/A-Wandler und das 'Latch' entsprechend der Programmbeschreibung gegeben und die Messung kann erneut erfolgen.

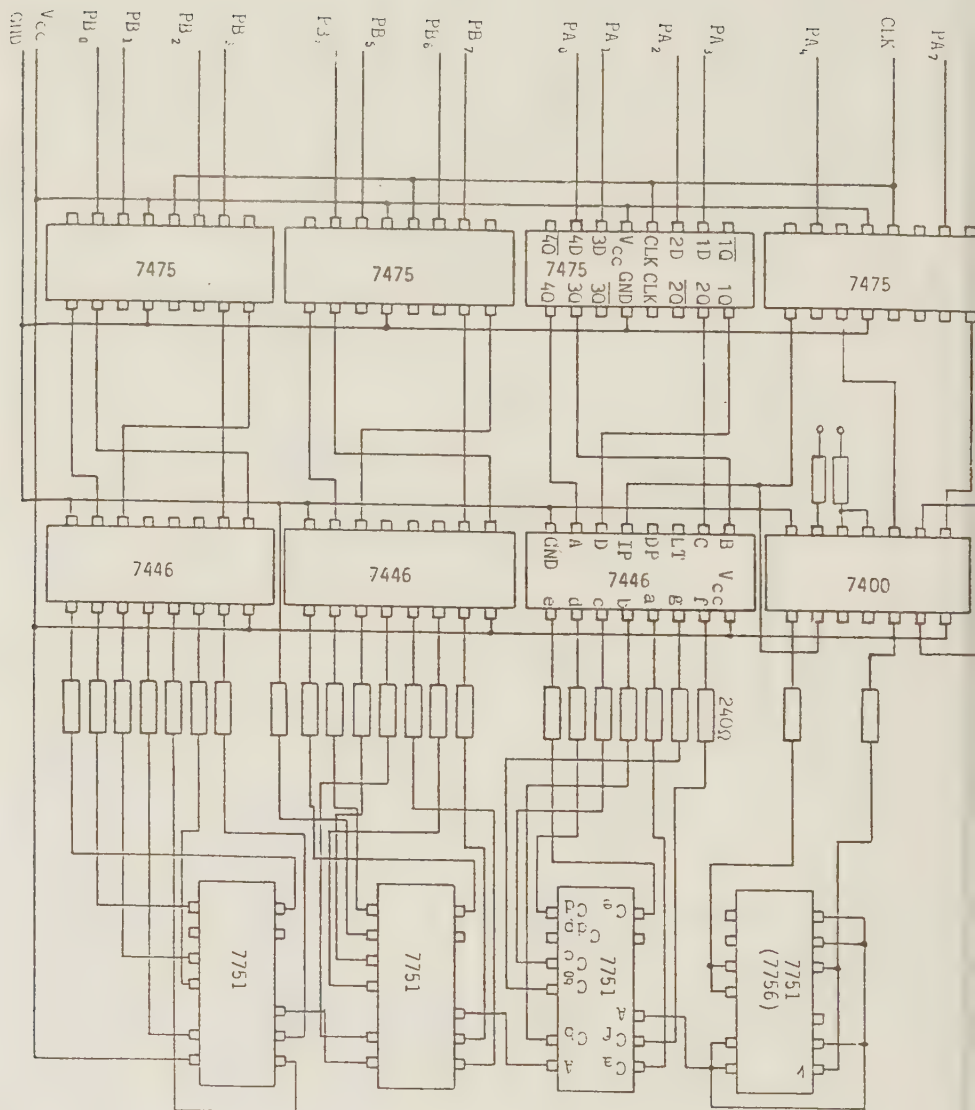




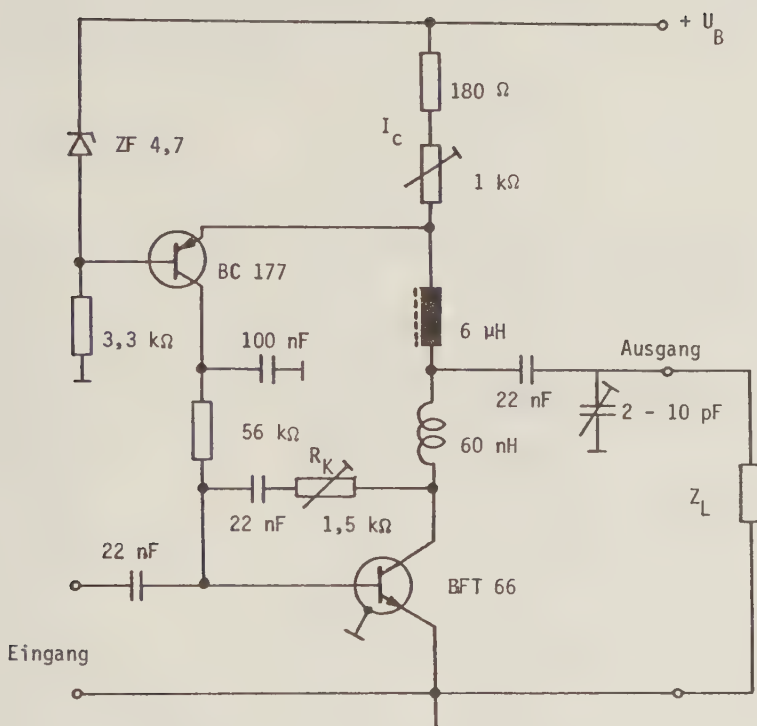
Schaltplan 2: Die Datenaufbereitungsplatine



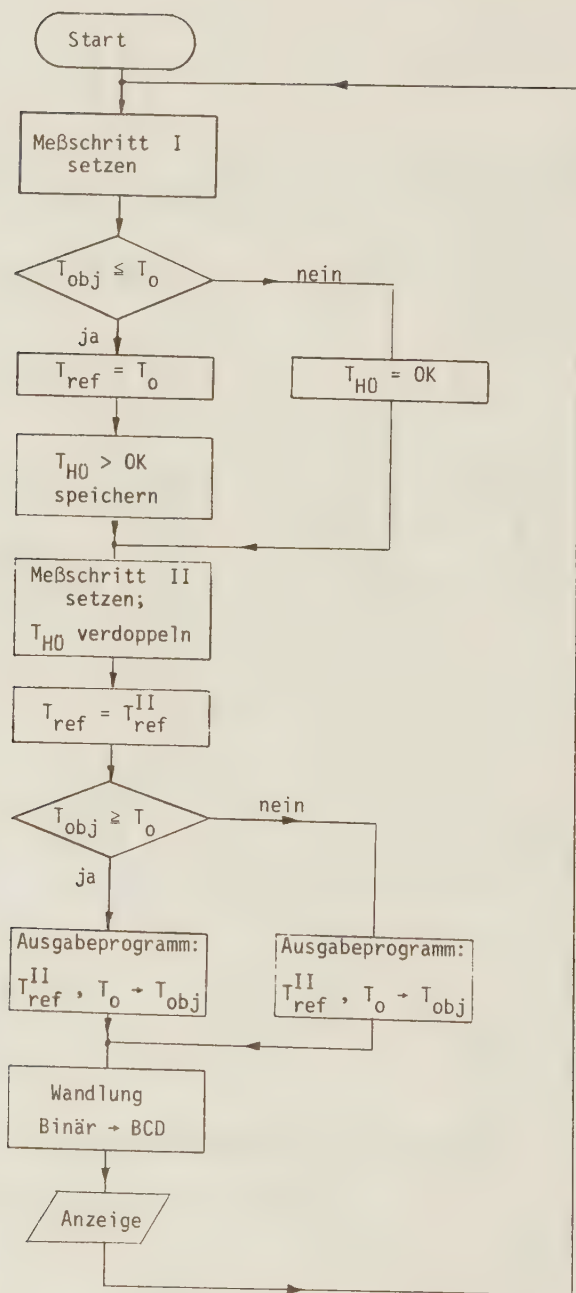
Schaltplan 3: Die Steuerungsplatine



Schaltplan 4: Die Anzeigeplatine



Schaltplan 5: HF-Vorverstärker mit BFT 66



Flußdiagramm zur Meßzyklussteuerung

Das folgende Maschinenprogramm zur Rauschtemperaturmessung steuert die Reed-Relais für die beiden Meßschritte des gesamten Meßzyklusses, den Analog-Digitalwandler (ADC) zur digitalen Zwischenspeicherung des Regler - ausgangssignals, den digitalen Speicher (Latch) sowie den Digital-Analog - wandler (DAC) zur Steuerung der Hilfsrauschquellen.

Die Steuerspannung der Referenzrauschquellen wird digital gemittelt.

Der digital gemittelte duale Spannungswert wird unter Benutzung einer Tabelle in den dazugehörigen Temperaturwert umgewandelt und nach einer BCD-Wandlung dezimal auf einer Anzeige dargestellt.

Adr.	Masch. code	Marken	Symbol. Code	Kommentar
0000			ORG 0000H	
0000	310009	START	LXI SP,0900H	Stackpointer festlegen
0003	3E0F		MVI A,0FH	Kommandoregister festlegen :
0005	D308		OUT 08H	RAM-Ports auf Ausgabe
0007	3E01		MVI A,01H	"Port" PC0=1 : Reed-Kontakte
0009	D30B		OUT 0BH	in Zustand 1
000B	320208		STA 0802H	Zustand 1 speichern
000E	CD4100		CALL TIME	Warteschleife für Regler
0011	CD5900		CALL UTP	Mittelwertbildung aufrufen
0014	310108		STA 0801H	Mittelwert 1 speichern
0017	3E00		MVI A,00H	Reed-Kontakte in Zustand 2
0019	D30B		OUT 0BH	bringen
001B	320208		STA 0802H	Zustand 2 speichern
001E	CD4100		CALL TIME	Warteschleife für Regler
0021	CD5900		CALL UTP	Mittelwertbildung
0024	3A0108		LDA 0801H	Mittelwert 1 laden
0027	B7		ORA A	
0028	CA3300		JZ HEISS	Falls Tobj>To, Sprung auf "HEISS"
002B	2603		MVI H,03H	1.Tabellenteil für Tobj<To
002D	CDAB00		CALL ANZ	Temperaturanzeige aufrufen
0030	C33800		JMP WAIT	Unbedingter Sprung auf "WAIT"
0033	2601	HEISS	MVI H,01H	1.Tabellenteil für Tobj>To
0035	CDAB00		CALL ANZ	Temperaturanzeige aufrufen
0038	20	WAIT	DB 20H;RIM	Unterbrechungsmaske lesen
0039	E610		ANI 10H	Falls RST5.5=1: (A) nicht 0
003B	C20000		JNZ START	und neuer Programmstart
003E	C33800		JMP WAIT	Unbedingter Sprung auf "WAIT"
0041	010010	TIME	LXI B,1000H	Verschachtelte Zeitschleife
0044	110001	LOOP 1	LXI D,0100H	für die Einschwingzeit
0047	1B	LOOP 2	DCX D	des Reglers
0048	7B		MOV A,E	
0049	B7		ORA A	
004A	C24700		JNZ LOOP 2	
004D	0B		DCX B	
004E	79		MOV A,C	
004F	B7		ORA A	
0050	C24400		JNZ LOOP 1	
0053	78		MOV A,B	
0054	B7		ORA A	
0055	C24400		JNZ LOOP 1	
0058	C9		RET	Ende der Zeitschleife

0059	210000	UTP	LXI H,0000H	H,L-Registerinhalt Null setzen
005C	1E00		MVI E,00H	Meßwertezähler mit 256 laden
005E	3A0208	MESSG	LDA 0802H	Abfrage, ob Zustand 1 oder 2
0061	B7		ORA A	gesetzt war
0062	CA6A00		JZ ZUST 2	Falls (A)=0, Sprung auf "ZUST 2"
0065	3E03		MVI A,03H	
0067	C36C00		JMP AUSG	Unbedingter Sprung auf "AUSG"
006A	3E02	ZUST 2	MVI A,02H	
006C	D30B	AUSG	OUT OBH	ADC startet
006E	CD9C00		CALL INTER	Warteschleife für Meßwerte
0071	3A0208		LDA 0802H	Abfrage, ob Zustand 1 oder 2
0074	B7		ORA A	gesetzt war
0075	CA7D00		JZ REED 2	War Zust. 2 gesetzt, Sprung auf REED
0078	3E01		MVI A,01H	
007A	C37F00		JMP OUTP	
007D	3E00	REED 2	MVI A,00H	
007F	D30B	OUTP	OUT OBH	ADC wird angehalten
0081	3A0080		LDA 8000H	Aktuelles Wort des ADC laden
0084	4F		MOV C,A	
0085	09		DAD B	16-bit-Addition
0086	1D		DCR E	Meßwertezähler dekrementieren
0087	C25E00		JNZ MESSG	Ist (E)=0, sind 256 Meßwerte aufgen.
008A	7C		MOV A,H	Digitale Mittelwertbildung
008B	320008		STA 0800H	Mittelwert 1 oder 2 speichern
008E	3A0208		LDA 0802H	Abfrage, ob Zustand 1 oder 2
0091	B7		ORA A	gesetzt war
0092	CA9B00		JZ HAUPT	Falls Zustand 1 gesetzt war,
0095	3A0008		LDA 0800H	wird Mittelwert 1 an DAC
0098	320040		STA 4000H	gegeben
009B	C9	HAUPT	RET	
009C	010008	INTER	LXI B,0800H	Warteschleife zwischen den
009F	0B	LOOP 3	DCX B	einzelnen Meßwerten
00A0	79		MOV A,C	
00A1	B7		ORA A	
00A2	C29F00		JNZ LOOP 3	
00A5	78		MOV A,B	
00A6	B7		ORA A	
00A7	C29F00		JNZ LOOP 3	
00AA	C9		RET	Ende der Warteschleife
00AB	3A0008	ANZ	LDA 0800H	Mittelwert 2 laden
00AE	6F		MOV L,A	
00AF	7E		MOV A,M	
00B0	D309		OUT 09H	Temperaturanzeige : Hunderter
00B2	24		INR H	
00B3	7E		MOV A,M	
00B4	D30A		OUT 0AH	Temperaturanzeige : Zehner/Einer
00B6	C9		RET	

Ende

Tabelle für die Temperaturanzeige ($T_{obj} > T_o$)

EPROM-Adressen 0100H - 01FFH (Hunderter der Anzeige)

0100H - 01D5H	03
01D6H - 01EDH	04
01EEH - 01FCH	05
01FDH - 01FFH	06

EPROM-Adressen 0200H - 02FFH (Zehner/Einer der Anzeige)

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	A	B	C	D	E	F
0	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
1	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
2	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
3	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
4	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
5	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
6	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
7	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
8	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
9	00	00	05	05	05	05	05	05	05	05	05	10	10	10	10	10
A	10	10	10	10	10	15	15	15	15	15	15	20	20	20	20	20
B	25	25	25	25	30	30	30	30	30	35	35	35	40	40	40	45
C	45	45	50	50	55	55	55	60	60	65	65	70	70	75	75	80
D	80	85	85	90	95	95	00	05	05	10	15	15	20	25	30	30
E	35	40	45	50	55	60	65	70	75	80	80	85	90	95	05	10
F	15	20	25	35	40	45	50	60	60	70	80	85	95	00	00	00

Tabelle für die Temperaturanzeige ($T_{obj} < T_o$)

EPROM-Adressen 0300H - 03FFH (Hunderter der Anzeige)

0300H - 0391H	03
0392H - 03D6H	02
03D7H - 03EDH	01
03EEH - 03FFH	00

EPROM-Adressen 0400H - 04FFH (Zehner/Einer der Anzeige)

	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	A	B	C	D	E	F
0	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
1	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
2	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
3	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
4	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
5	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
6	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
7	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
8	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
9	00	00	95	95	95	95	95	95	95	95	95	90	90	90	90	90
A	90	90	90	90	90	85	85	85	85	85	85	80	80	80	80	80
B	75	75	75	75	70	70	70	70	70	65	65	65	60	60	60	55
C	55	55	50	50	45	45	45	40	40	35	35	30	30	25	25	20
D	20	15	15	10	05	05	00	95	95	90	85	85	80	75	70	70
E	65	60	55	50	45	40	35	30	25	20	20	15	10	05	95	90
F	85	80	75	65	60	55	50	40	35	30	20	15	05	00	00	00

7. Literaturverzeichnis

- [1] Evers G.
Radiometer-Empfänger
Nachrichten Elektronik, Bd. 35 (1981), Heft 11, pp. 428-432
- [2] Kraus J.D.
Radio Astronomy
McGraw-Hill Book Company, New York, 1966
- [3] Lüdeke K.M., Schiek B., Köhler J.
Radiation Balance Microwave Thermograph for Industrial and Medical Applications
Electron. Lett., vol. 14, 1978, pp. 194-196
- [4] Schilz W., Schiek B.
Microwave Systems for Industrial Measurements
Advances in Electronics and Electron Physics, vol. 55,
Academic Press, 1981
- [5] Rowe H.E.
Signals and Noise in Communication Systems
D. van Nostrand Company Ltd., Princeton N.J., 1965
- [6] Bittel H., Storm L.
Rauschen
Springer Verlag, Berlin, 1971
- [7] Müller R.
Rauschen
Springer Verlag, Berlin, 1979
- [8] Reeves R.G. (Herausgeber)
Microwave Radiometry im Manual of Remote Sensing
American Society of Photogrammetry, Falls Church, Virginia, 1975,
pp. 516-527
- [9] Dicke R.H.
The Measurement of Thermal Radiation at Microwave Frequencies
Rev. Sci. Instrum., vol. 17, 1946, pp. 268-275
- [10] Tiuri M.E.
Radio Astronomy Receivers
IEEE Trans. Ant. Prop., vol. AP-12, 1964, pp. 930-938
- [11] Predmore C.R., Erickson N.R., Huguenin G.R., Goldsmith P.F.
3 mm Continuous Comparison Radiometer
12 th European Microwave Conference Proceedings,
Helsinki, 1982, pp. 85-88
- [12] Halford G.J.
Noise Comparators and Standards for S and X Bands
IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. IM-15, 1966, pp. 310-317

- [13] Wait D.F.
The Precision Measurement of Noise Temperature of Mismatched Noise Generators
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-18, 1970, pp. 715-724
- [14] Somlo P.I.
A Noise Doubling Radiometer for Absolute Calibration of High-Frequency Noise Sources
IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. IM-26, 1977, pp. 85-87
- [15] Spaude M., Siweris H.-J., Reinschlüssel R., Schiek B.
A Noise Temperature Measurement System for Mismatched Noise Sources
IEEE Trans. Instrum. Meas., to be published in Dec. 1984
- [16] Bosma H.
On the Theory of Noisy Linear Systems
Philips Res. Rep. Suppl., Nr. 10, 1967
- [17] Hardy W.N., Gray K.W., Love A.W.
An S-Band Radiometer Design with High Absolute Precision
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-22, 1974, pp. 382-390
- [18] Spaude M., Schiek B.
Reduction of Preamplifier Noise Induced Measurement Errors in Radiometers
Electron. Lett., vol. 19, 1983, pp. 563-564
- [19] Reinschlüssel R.
Experimentelle Untersuchungen der Rauscheigenschaften von elektronischen Bauelementen mit einem anpassungsunabhängigen Korrelations-Radiometer
Diplomarbeit aus dem Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum, 1981
- [20] Schiek B., Spaude M., Siweris H.-J., Reinschlüssel R.
Impedanzunabhängiges Rauschtemperatur-Meßverfahren
Deutsche Patentanmeldung Nr. P 32 04 379.1, 1982
- [21] Milkovic M.
Zum Rauschverhalten eines gegengekoppelten oder eines mitgekoppelten Transistorvierpols im Schrotbereich
A.E.O., Bd. 21, Heft 1, 1967, pp. 7-9
- [22] Firmenschrift
Kapazitätsdioden, Schaltdioden, PIN-Dioden: Grundlagen und Anwendungen
ITT, Freiburg, 1975, pp. 52-58
- [23] Pickup C.P.
A High-Resolution Noise Thermometer for the Temperature Range 90-100 K
Metrologia vol. 11, 1975, pp. 151-159
- [24] Behrens G.H.
Cryogenically Cooled C-Band p-i-n Diode Integrated Switch Matrix for Radio Astronomy Applications
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-26, 1978, pp. 629-635

- [25] Schiek B., Spaude M., Siweris H.-J., Reinschlüssel R.
Verfahren zur Erweiterung des Temperatur-Meßbereichs von impedanz-
unabhängigen Radiometern
Deutsche Patentanmeldung Nr. P 32 14 974.3 , 1982
- [26] Tietze U., Schenk Ch.
Halbleiter-Schaltungstechnik
Springer Verlag, Berlin, 1980
- [27] Döffinger F.
Optimierung eines impedanzunabhängigen Radiometers zur Bestimmung
der Rauschtemperatur elektronischer Bauelemente
Diplomarbeit aus dem Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik
der Ruhr-Universität Bochum, 1983
- [28] Gupta M.S.
Thermal Noise in Nonlinear Resistive Devices and its Circuit
Representation
IEEE Proc., vol. 70, 1982, pp. 788-804
- [29] Dragone C.
Analysis of Thermal and Shot Noise in Pumped Resistive Diodes
Bell System Technical Journal, vol. 47, 1968, pp. 1883-1902
- [30] van der Ziel A.
Noise in Solid-State Devices and Lasers
IEEE Proc., vol. 58, 1970, pp. 1178-1206
- [31] Unger H.-G., Harth W.
Hochfrequenz-Halbleiterelektronik
S. Hirzel Verlag, Stuttgart, 1972
- [32] Cowley A.M., Zettler R.A.
Shot Noise in Silicon Schottky Barrier Diodes
IEEE Trans. Electron Devices, vol. ED-15, 1968, pp. 761-769
- [33] Stoll D.
Einführung in die Nachrichtentechnik
AEG-Telefunken, Berlin, 1979
- [34] Viola T.J., Matlack R.J.
High-Frequency Noise in Schottky-Barrier Diodes
IEEE Proc., vol. 61, 1973, pp. 393
- [35] Nemlikher Y.A., Strukov I.A.
Noise Characteristics of Frequency Converters Using Schottky-Barrier
Diodes
Radio Eng. Electron. Phys., vol. 19, 1973, pp. 119-126
- [36] van der Ziel A.
Noise: Sources, Characterization, Measurement
Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1970, pp. 147-168

- [37] Kerr A.R.
Shot Noise in Resistive-Diode Mixers and the Attenuator Noise Model
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-27, 1979, pp. 135-140
- [38] Gewartowski J.W.
Noise Figure for a Mixer Diode
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-19, 1971, p. 481
- [39] Cheadle D.L.
Measure Mixer Noise with Your Power Meter
Microwaves, Heft 3, 1975, pp. 42-49
- [40] Lance A.L.
Y-Factor Curves Simplify Noise Evaluations
Microwaves, Heft 8, 1974, pp. 48-50
- [41] Nightingale S., Schiek B.
Direct and Accurate Measurements of Mixer Equivalent Noise
Temperatures
8 th European Microwave Conference Proceedings,
Paris, 1978, pp. 712-716
- [42] Engen G.F.
A New Method of Characterizing Amplifier Noise Performance
IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. IM-19, 1970, pp. 344-349
- [43] Enders N., Landstorfer F.
Uncooled Resistive Two-Pole Networks with Noise Temperatures Below
290 K
NTZ, Bd. 28, Heft 3, 1975, pp. 107-110
- [44] Spundflasche R.
Experimentelle Untersuchungen des Rauschverhaltens von Frequenz-
Konvertern
Diplomarbeit aus dem Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik
der Ruhr-Universität Bochum, 1983
- [45] Frater R.H., Williams D.R.
An Active "Cold" Noise Source
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-29, 1981, pp. 344-347

Weitere Literatur, die im Zusammenhang mit dieser Arbeit benutzt wurde, ist nach Jahrgängen geordnet unter den Ziffern [46] bis [65] aufgeführt.

- [46] Goldstein S.J. Jr.
A Comparison of Two Radiometer Circuits
IRE Proc., vol. 43, 1955, pp. 1663- 1666
- [47] Fujimoto K.
On the Correlation Radiometer Technique
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-12, 1964, pp. 203-212
- [48] Miller C.K.S., Daywitt W.C., Arthur M.G.
Noise Standards, Measurements, and Receiver Noise Definitions
IEEE Proc., vol. 55, 1967, pp. 865-877
- [49] Barber M.R.
Noise Figure and Conversion Loss of the Schottky Barrier Mixer Diode
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-15, 1967, pp. 629-635
- [50] Wait D.F., Nemoto T.
Measurement of the Noise Temperature of a Mismatched Noise Source
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-16, 1968, pp. 670-675
- [51] Wait D.F.
Thermal Noise from a Passive Linear Multiport
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-16, 1968, pp. 687-691
- [52] van der Ziel A.
Noise: Sources, Characterization, Measurement
Prentice Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1970, pp. 89-100
- [53] Nemlikher Y.A., Strukov I.A.
The Impedance and Transfer Characteristics of Resistive Frequency
Converters Using Schottky-Barrier Diodes
Radio Eng. Electron. Phys., vol. 19, 1973, pp. 111-118
- [54] Noll K.L.
Zusammenhänge zwischen Sperrschichtimpedanz und verfügbarer Rausch-
leistung im Mikrowellengebiet bei strombelasteten Silizium-Spitzen-
dioden
A.E.Ü., Bd. 30, Heft 3, 1976, pp. 107-111
- [55] van der Ziel A.
The State of Solid State Device Noise Research
Physica 83 B, 1976, pp. 41-51
- [56] Evans G., McLeish C.W.
RF Radiometer Handbook
Artech House Inc., Dedham Mass., 1977
- [57] Jones B.K.
Electrical Noise Thermometer
Appl. Phys., vol. 16, 1978, pp. 99-102

- [58] Held D.N., Kerr A.R.
Conversion Loss and Noise of Microwave and Millimeter-Wave Mixers:
Part 1 - Theory
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-26, 1978, pp. 49-55
- [59] Held D.N., Kerr A.R.
Conversion Loss and Noise of Microwave and Millimeter-Wave Mixers:
Part 2 - Experiment
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-26, 1978, pp. 55-62
- [60] Kerr A.R.
Noise and Loss in Balanced and Subharmonically Pumped Mixers:
Part I - Theory
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-27, 1979, pp. 938-943
- [61] Kerr A.R.
Noise and Loss in Balanced and Subharmonically Pumped Mixers:
Part II - Application
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-27, 1979, pp. 944-950
- [62] Sutherland A.D., van der Ziel A.
Some Pitfalls in Millimeter-Wave Noise Measurements Utilizing a
Cross-Correlation Receiver
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-30, 1982, pp. 715-718
- [63] Niclas K.B.
The Exact Noise Figure of Amplifiers with Parallel Feedback and
Lossy Matching Circuits
IEEE Trans. Microwave Theory Techn., vol. MTT-30, 1982, pp. 832-835
- [64] Mamouni A., Leroy Y., van de Velde J.C., Bellarbi L.
Introduction to Correlation Microwave Thermography
12 th European Microwave Conference Proceedings,
Helsinki, 1982, pp. 553-558
- [65] Janik D.
Precision Broad-Band RF-Switched Radiometer for the Megahertz and
Lower Gigahertz Range with IF Attenuator
IEEE Trans. Instrum. Meas., vol. IM-32, 1983, pp. 232-234

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1979 bis 1983 in der Arbeitsgruppe Hochfrequenzmeßtechnik am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum.

Herrn Prof. Dr.-Ing. Burkhard Schiek gilt mein besonderer Dank für die Anregung zu dieser Arbeit, für sein stetes Interesse an den Untersuchungen und für wertvolle und interessante Diskussionen und Hinweise.

Den Herren Reinhard Reinschlüssel, Ralf Spundflasche und Friedrich Döffinger danke ich für ihre Mitarbeit bei der Durchführung ihrer Diplomarbeiten, bei deren Betreuung ich mitwirkte.

Lebenslauf

Personalien	Name	Manfred Spaude
	Geburtsdatum	18.8.1953
	Geburtsort	Düsseldorf
Schulbildung	Volksschule Düsseldorf	1960 - 1964
	Städtisches Leibniz-Gymnasium	1964 - 1972
Wehrdienst	Calw, Wuppertal und Starnberg	1972 - 1973
Studium	Elektrotechnik / Ruhr-Universität Bochum	1973 - 1979
	Hauptdiplom	17.4.1979
Berufstätigkeit	Wissenschaftliche Hilfskraft	Aug. 1979 - Mai 1980
	Wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe Hochfrequenzmeßtechnik am Institut für Hoch- und Höchstfrequenztechnik der Ruhr-Universität Bochum	Juni 1980 - März 1984

